ORSAY

N° d'ordre : 2570

THESE

présentée

à

L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES

par

Rémy FABBRO

Sujet de la thèse :

ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE LASER SUR LES PROCESSUS DE CONDUCTION THERMIQUE ET D'ABLATION DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER

Soutenue le : Vendredi 16 avril 1982 devant la Commission d'Examen composée de :

MM.	J.L. DELCROIX	Président
	D. BALAGEAS	
	D. BLANC	
	J.L. BOBIN	Examinateurs
	E. FABRE	
	R. PELLAT	

ORSAY

N° d'ordre :

T H E S E

présentée

à

L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES

par

Rémy FABBRO

Sujet de la thèse :

ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE LASER SUR LES PROCESSUS DE CONDUCTION THERMIQUE ET D'ABLATION DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER

Soutenue le : Vendredi 16 avril 1982 devant la Commission d'Examen composée de :

MM.	J.L. DELCROIX	Président
	D. BALAGEAS	
	D. BLANC	
	J.L. BOBIN	Examinateurs
	E. FABRE	
	R. PELLAT	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A mes parents,

A Anne-Marie,

A Xavier,

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0008

R E M E R C I E M E N T S

Je voudrais tout d'abord remercier Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX d'avoir accepté la présidence de cette soutenance de thèse, ainsi que Messieurs D. BALAGEAS, D. BLANC, J.L. BOBIN, E. FABRE et R. PELLAT de leur participation au jury.

Cette thèse, qui représente pour moi l'aboutissement de près de cinq années de travail, a été réalisée sous la direction d'Edouard FABRE. Je voudrais lui adresser ici mes plus sincères remerciements, d'abord pour l'opportunité qu'il m'a donnée de participer à un programme de recherches dont l'orientation, qu'il a su définir, a acquis une réputation internationale et a ainsi permis de situer mon travail dans un contexte scientifique des plus stimulants. De plus, sa participation active aux différentes phases de ce travail a été essentielle pour la réalisation de cette thèse.

Si ce travail a pu être effectué dans d'excellentes conditions, c'est aussi grâce à la contribution respective de chacun des membres de l'équipe "Plasmas Produits par Laser" et à l'enthousiasme qu'ils ont manifesté pour la réalisation des objectifs scientifiques fixés. Je remercie donc très sincèrement François AMIRANOFF, René BENATTAR, Christine GARBAN-LABAUNE, Nicolas GRANDJOUAN, Claude POPOVICS, Alain POQUERUSSE, Christian STENZ, Jean VIRMONT et Michel WEINFELD.

La contribution et la disponibilité des membres des équipes techniques ont également été essentielles dans la résolution des nombreuses difficultés expérimentales rencontrées. Qu'il me soit donc permis de remercier ici Jean MAIGNAN, Alain MICHARD, Adrien OLMEDO et Henri TIMSIT pour l'équipe "PPL", et Didier BRUNEAU, Claude LOTH, Jean-Louis MILITON, Jean-Marie SAURA et Anne-Marie TOURNADE pour l'équipe "GRECO".

C'est aussi l'occasion pour moi de remercier très vivement Patrick MORA et Claire E. MAX. Le concours amical et efficace qu'ils m'ont tous deux apporté à différentes étapes, m'a été des plus précieux dans l'évolution de ce travail.

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés de l'Ecole Polytechnique. Je tiens à remercier son Directeur, Monsieur H.J. DOUCET, ainsi que tous les membres de l'équipe administrative : Mesdames G. ALEXANDRE, M.F. LECOMTE, A. MILLARD, C. MOUTTET et A. STEPHAN.

La mise en forme définitive de ce travail n'aurait pas pu être réalisée sans le concours de Madame G. POPOVICS qui a assuré la frappe de ce manuscrit, de Henri TIMSIT qui en a réalisé les figures et du service reprographique de l'Ecole Polytechnique qui en a assuré le tirage. Qu'ils soient tous remerciés ici.

Enfin, merci à tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail !

*

SOMMAIRE

Page

INTRODUCTION - RÉSUMÉ 3

CHAPITRE I 13

CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE
DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER.

CHAPITRE II 47

ETUDE DES ECOULEMENTS PRODUITS PAR LASER.

CHAPITRE III 113

DISCUSSION DE LA METHODE EXPERIMENTALE UTILISEE.
PRINCIPE DE LA METHODE DES FEUILLES MINCES.

CHAPITRE IV 137

DISPOSITIF EXPERIMENTAL - INSTRUMENTATION.

CHAPITRE V 159

RESULTATS EXPERIMENTAUX - INTERPRETATION.

I N T R O D U C T I O N

* * * * *

A - PRINCIPE DU CONFINEMENT INERTIEL PAR LASER

B - BUT DES EXPERIENCES

C - PLAN DE LA THESE - RESUME DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

A - PRINCIPE DU CONFINEMENT INERTIEL PAR LASER

Voilà plus de trente ans que les recherches se poursuivent dans de nombreux laboratoires du monde entier en vue de mettre au point les méthodes permettant de réaliser des réactions contrôlées de fusion thermonucléaire. La réalisation d'un tel objectif assurerait à l'humanité une source illimitée d'énergie, diminuant par conséquent sa dépendance vis-à-vis des combustibles fossiles. Une des techniques envisagées consiste en l'implosion de capsules sphériques contenant le combustible par des lasers de puissance [1].

Le combustible, qui est un mélange Deuterium-Tritium (D-T) doit être tout d'abord porté à une température d'environ 5-10 keV pour que la puissance libérée par la réaction de fusion soit supérieure à la puissance perdue par rayonnement bremstrahlung [2]. D'autre part, pour assurer un gain net d'énergie, le produit (densité du plasma).(temps de confinement) doit être supérieur à $\sim 10^{14} s.cm^{-3}$: c'est le critère de Lawson [3] qui, dans le cas du confinement inertiel, se traduit par la condition $\rho . R \geq 0.2\ g.cm^{-2}$ [2], où ρ et R sont la densité et le rayon du plasma comprimé. Dans ces conditions, compte tenu des énergies laser susceptibles d'être disponibles, il est nécessaire de comprimer le combustible à des densités égales à $10^3 - 10^4$ fois la densité du solide.

Un exemple de cible envisagée est représenté sur la figure 1 a . Elle consiste en une sphère de D-T recouverte d'une coquille qui va être ablatée sous l'impact laser. D'une manière tout à fait analogue à une fusée, la coquille est accélérée par la pression d'ablation générée par l'éjection de matière qui résulte de ce processus d'ablation (figure 1 b). Si l'implosion est suffisamment énergétique et suffisamment symétrique, l'énergie cinétique du D-T accéléré se transformant en énergie thermique lors de sa convergence au centre de la sphère, la partie centrale du combustible (phénomène du point chaud) peut alors être portée aux conditions de température et de densité nécessaires à l'amorçage des réactions de fusion. Ensuite, l'onde de combustion va rapidement se propager dans

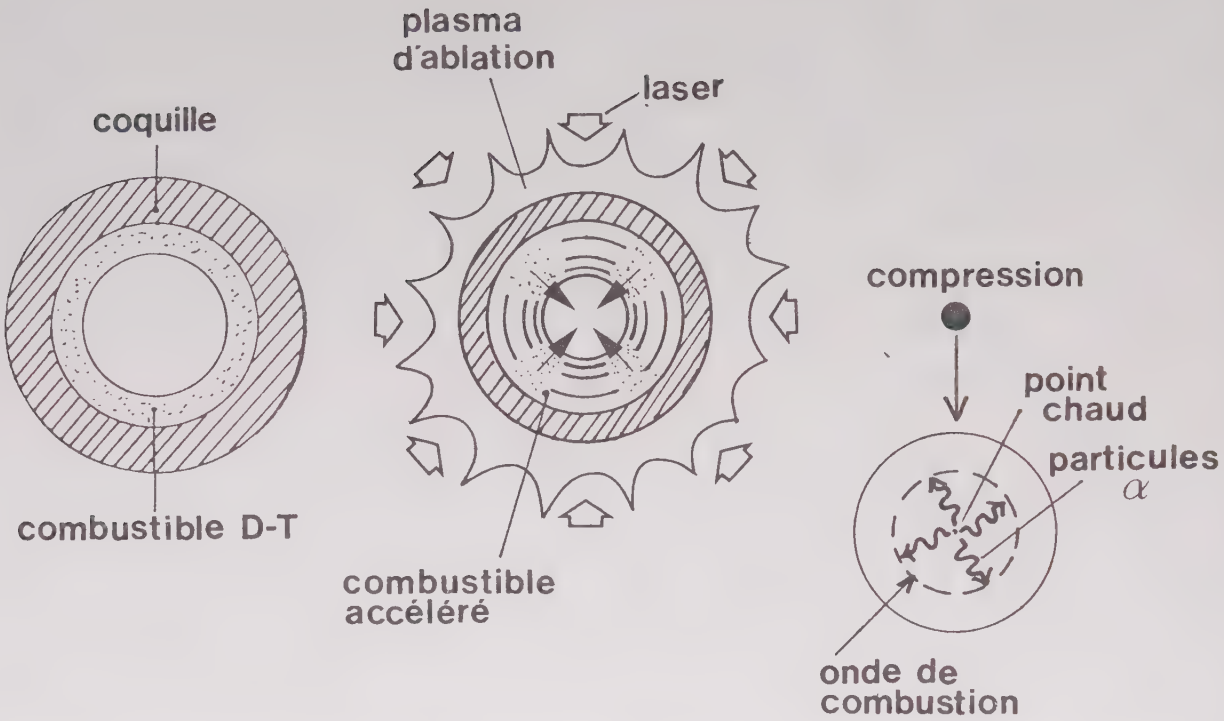


Figure 1 : Principe de l'implosion d'une coquille sphérique dans le confinement inertiel.

a - Exemple possible de cible. La coquille qui va être ablatée recouvre le combustible solide D-T.

b - Phase d'accélération du combustible par "effet fusée".

c - Combustion du D-T à partir du point chaud central.

le reste du D-T comprimé sous l'effet du dépôt d'énergie des particules α créées par les réactions de fusion (Figure 1 c).

Le concept du confinement inertiel précédemment illustré repose sur l'optimisation dans la réalisation de différentes étapes successives. Il nécessite la compréhension des différents processus suivants :

- ABSORPTION DU RAYONNEMENT LASER

Il s'agit de déterminer les mécanismes responsables, et leurs conséquences de l'absorption du rayonnement laser par le plasma sous-critique de la couronne. Il est bien évident qu'il faudra se placer dans les conditions telles que cette absorption soit maximale. Ces multiples questions dont l'étude se poursuit encore actuellement, ne seront pas abordées dans ce travail.

- TRANSPORT DE L'ENERGIE ABSORBEE

Les processus de conduction thermique vont assurer le transfert de l'énergie contenue dans la couronne sous-critique chaude au solide froid : celui-ci sera donc progressivement "évaporé". La pression, qui résulte de ce processus d'ablation de la coquille, va l'accélérer; finalement, une certaine fraction de l'énergie laser absorbée se retrouvera sous la forme d'énergie cinétique de la coquille.

Ce sera précisément l'objet de ce travail que d'étudier l'influence de différents processus de conduction thermique et leurs conséquences sur ces paramètres essentiels que sont : la pression d'ablation, le flux de masse ablatée ou le rendement hydrodynamique.

- COMPRESSION DU MELANGE D-T ET COMBUSTION

De nombreux facteurs encore mal connus vont intervenir lors de la convergence du combustible au centre de la cible et limiter son gain ; citons par exemple les problèmes associés au préchauffage du coeur ou au manque de symétrie de l'implosion. La structure de la cible et les caractaristiques de l'impulsion laser à utiliser sont encore inconnues. Ces questions, cruciales pour l'avenir du confinement inertiel, ne seront pas examinées dans ce travail.

B - BUT DES EXPÉRIENCES

Il s'agit principalement d'étudier les processus de transport de l'énergie et en particulier de *déterminer le degré d'inhibition de la conductivité thermique* dans ces plasmas-laser. Comme ce transport thermique contrôle directement le processus d'ablation de la cible, nous obtiendrons les informations concernant ces processus en déterminant expérimentalement le flux de masse ablatée $\dot{m}$; la comparaison ultérieure de ces résultats expérimentaux avec un code hydrodynamique où la conductivité thermique apparaît comme paramètre, permet par conséquent une détermination de ce paramètre.

Cette méthode expérimentale sera utilisée pour étudier la conductivité thermique dans différentes situations : ce sera le cas pour étudier principalement *l'effet de la longueur d'onde* λ *du laser utilisé*, ou *l'effet du flux laser absorbé* I_a. La connaissance de ces données et en particulier des lois d'échelles du flux de masse ablatée avec ces différents paramètres est une donnée indispensable pour le calcul des cibles futures.

Lors de l'utilisation de cibles minces, nous avons vu que ce processus d'ablation a pour conséquence *une accélération de la cible*. La mesure de cette *vitesse d'accélération* acquise permettra d'estimer *la pression d'ablation* ainsi générée. Par ailleurs, *le rendement hydrodynamique d'accélération* est un paramètre extrêmement critique dans le calcul du gain d'une cible et de l'énergie minimale nécessaire à son allumage. Il est par conséquent indispensable de se placer dans les situations conduisant à *son optimisation* : ces conditions à réaliser seront donc précisées à l'aide d'une analyse théorique de l'ensemble de l'écoulement.

C - PLAN DE LA THESE - RÉSUMÉ DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET THÉORIQUES

CHAPITRE I

Nous abordons dans ce chapitre les problèmes théoriques liés à la conductivité thermique électronique dans les plasmas créés par laser.

Nous examinons tout d'ébord les résultats (anciens et récents) de la théorie de SPITZER-HARM. Puis nous rappelons les différents processus susceptibles de réduire ou limiter cette conduction thermique : effet d'un champ magnétique, d'instabilité acoustique ionique ou électromagnétique. Nous indiquons également les principaux points caractérisant le transport de l'énergie par les électrons suprathermiques ; la discussion d'éventuels mécanismes d'inhibition met en évidence l'importance de l'effet des champs magnétiques.

CHAPITRE II

Nous étudions dans ce chapitre les écoulement produits par laser et l'effet de la conduction thermique sur le processus d'ablation. Dans un régime stationnaire, en géométrie plane, une étude originale de la structure globale de l'ensemble de l'écoulement nous permet de mettre en évidence l'effet de la limitation thermique sur les paramètres macroscopiques importants : pression d'ablation, flux de masse ablatée, température de la couronne. L'effet de cette limitation se traduit également par une modification du profil de densité, de vitesse et de température au voisinage de la densité critique. L'utilisation de simulations numériques dans des conditions analogues montre un excellent accord avec ce modèle analytique. Par ailleurs, le mode de dépôt de l'énergie laser (à la densité critique ou par absorption collisionnelle) est également discuté.

L'application de ce modèle à l'accélération de cibles minces montre qu'il est possible d'atteindre un rendement hydrodynamique d'accélération maximum de 41 % lorsque l'on utilise des lasers à courte longueur d'onde ($\lambda < 0.5$ µm). Les simulations numériques confirment parfaitement ces résultats

Enfin, nous rappelons les résultats de différents modèles d'écoulements obtenus en géométrie sphérique en présence d'une conduction limitée ou non. L'accent est mis sur les différences entre les deux géométries, les lois d'échelles de ces paramètres macroscopiques avec la longueur d'onde, le flux laser ou le degré d'inhibition thermique.

Il apparaît de cette étude globale que l'emploi des lasers à courte longueur d'onde est très bénéfique pour l'optimisation des différents processus étudiés.

CHAPITRE III

Nous décrivons dans ce chapitre la méthode expérimentale que nous avons utilisée pour effectuer ce travail, à savoir la *méthode des feuilles minces*. Nous illustrons ce principe en donnant des exemples de réponses des différents diagnostics utilisés dans des situations correspondant à des schémas de conductivité simple. Ensuite, à l'aide de simulations numériques décrivant des situations non-stationnaires, nous examinerons leurs modifications résultantes dans les cas les plus réalistes : conductivité thermique limitée ou conductivité assurée par des électrons suprathermiques.

CHAPITRE IV

Ce chapitre contient une description des dispositifs expérimentaux utilisés : le laser de puissance au Néodyme, la chambre d'interaction, les diagnostics généraux et les diagnostics spécifiques à ce type d'expérience.

CHAPITRE V

Les résultats expérimentaux et leur interprétation sont décrits dans ce chapitre.

Dans une première aprtie, nous nous intéressons plus particulièrement à la détermination expérimentale du flux de masse ablatée $\dot{m}$. Il apparaît que $\dot{m}$ peut se mettre sous la forme :

$$\dot{m}(kg/s/cm^2) \simeq 110\left(\frac{I_a\ (W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{1/3} \cdot \lambda\mu m^{-4/3}$$

en accord avec les lois d'échelles obtenues à l'aide de notre modèle analytique. La comparaison de ce résultat avec les simulations numériques, compte tenu des conditions spécifiques à chaque longueur d'onde utilisée, nous permet de caractériser le mode et le degré d'inhibition du transport d'énergie dans chaque cas :

Ainsi à 1.06 µm, et dans une moindre mesure à 0.53 µm, aux intensité laser utilisées, le transport énergétique semble essentiellement assuré par les électrons suprathermiques. Nous mettons en évidence qu'une faible fraction de ceux-ci (environ 20 %) peut pénétrer dans la cible à l'intérieur

de la tache focale et s'y thermaliser. La fraction restante est alors confinée dans la couronne où son énergie est dissipée en accélération d'ions rapides et en dépôt latéral. Nous montrons que cette inhibition des électrons suprathermiques peut être expliquée par la présence de champs magnétiques dans la couronne.

A 0.26 µm, il apparaît que le transport des électrons suprathermiques est tout à fait négligeable. On observe néanmoins une inhibition des électrons thermiques (avec un facteur de flux limite f tel que $0.03 \lesssim f \lesssim 0.08$) Cette valeur de la limitation thermique semble à peu près cohérente avec les nouvelles déterminations de la conductivité thermique de SPITZER-HARM en présence de gradients thermiques importants.

Dans une seconde partie, nous visualisons directement le déplacement d'une feuille mince pendant son accélération à l'aide d'une technique photographique par ombroscopie. Il est ainsi possible de mesurer directement la vitesse d'éccélération de la partie dense de la cible et par conséquent le rendement hydrodynamique. Par ailleurs, l'utilisation de cette technique pour la visualisation de la propagation d'une onde de choc à l'intérieur d'une cible en verre permet également de fournir des données concernant les pressions d'ablation.

Dans une troisième partie, nous étudions les conséquences de ce processus d'ablation, à savoir l'accélération de cibles minces et plus particulièrement l'accent est mis sur le transfert énergétique énergie absorbée-cible accélérée. La mesure de ce rendement hydrodynamique d'accélération est effectuée à l'aide d'une méthode calorimétrique. Si nous montrons que l'utilisation de laser à courte longueur d'onde augmente ce transfert énergétique, nous mettons néanmoins en évidence plusieurs problèmes qui, sur le plan expérimental et méthodologique, peuvent fausser l'interprétation de ce type d'expériences : d'une part, dans le cas de taches focales de faible diamètre et d'impulsions lasers relativement longues, la détente latérale du plasma à l'avant de la cible constitue une perte d'énergie qui a pour effet de diminuer artificiellement le rendement hydrodynamique. D'autre part, l'analyse des simulations numériques de ce type d'expérience montre

que la contribution de l'énergie thermique contenue initialement dans la zone de conduction, à l'énergie cinétique totale de la cible accélérée qui est mesurée par le calorimètre arrière, est importante dans le cas de lasers dont la longueur d'onde est supérieur à $\sim$ 1 µm. Cet effet, qui constitue par conséquent une source d'erreur dans la détermination expérimentale du rendement hydrodynamique, ne devient négligeable que dans le cas de courtes longueurs d'onde.

CONCLUSION :

Ce travail se conclut par une discussion où l'on met l'accent sur les points essentiels des résultats obtenus et leurs conséquences pour l'utilisation de lasers à courte longueur d'onde dans le domaine du confinement inertiel.

RÉFÉRENCES

(INTRODUCTION)

1. J.H. NUCKOLLS, L. WOOD, A. THIESSEN, and G. ZIMMERMAN, Nature 239, 139 (1972).

2. Ce sujet est traité dans de nombreuses revues : K.A. BRUCKNER and S. JORNA, Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974 : H. MOTZ, "The physics of Laser Fusion", Academic Press N.Y. (1979) ; J. NUCKOLLS, "Laser Interaction and Related Phenomena", Vol. 3, Plenum Press (1974) ; J.S. CLARKE et al., Phys. Rev. Lett. 30, 89 (1973).

3. J.D. LAWSON, Proc. Phys. Soc. (London) B 70, 6 (1957).

C H A P I T R E I

CONDUCTIVITE THERMIQUE ELECTRONIQUE

DANS LES PLASMAS CREES PAR LASER

* * * * *

Page

PLAN DU CHAPITRE

INTRODUCTION 14

I - A DETERMINATION DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE - THEORIE CLASSIQUE DE SPITZER-HÄRM 16

A -1. Théorie classique de Spitzer-Härm 16

A -2. Limite de validité du traitement de Spitzer-Härm 17

A -3. Extension de la théorie classique au cas des gradients thermiques importants 18

A -4. Contribution non-localisée au flux thermique 20

I - B EFFET DU CHAMP MAGNETIQUE SUR LA CONDUCTIVITE THERMIQUE 23

B -1. Effet d'un champ magnétique uniforme 24

B -2. Effet de champs magnétiques spatialement inhomogènes 26

I - C DIMINUTION DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE PAR DES EFFETS DE TURBULENCE - INSTABILITE ACOUSTIQUE IONIQUE ET ELECTROMAGNETIQUE 27

C -1. Instabilité acoustique ionique 28

a) Condition de stabilité marginale 28

b) Développement de l'instabilité ionique 30

C -2. Instabilité électromagnétique 30

C -3. Comparaison de l'instabilité acoustique ionique et électromagnétique 31

I - D TRANSPORT DE L'ENERGIE PAR LES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES 32

D -1. Transport des électrons rapides dans la couronne sous-dense. Accélération d'ions rapides 33

a) Profils de densité et fonction de distribution ionique 33

b) Couplage énergétique entre les électrons et les ions dans la couronne 35

D -2. Thermalisation des électrons suprathermiques dans les zones denses 36

a) Distance d'arrêt électronique 36

b) Dépôt d'énergie dans le solide. Préchauffage 37

D -3. Inhibition des électrons suprathermiques 40

a) Effet du champ magnétique 40

b) Effet du champ électrique assurant la nullité du courant dans le milieu 41

INTRODUCTION

La conduction thermique électronique joue un rôle très important dans l'interaction laser-matière. L'énergie laser étant absorbée au niveau de la densité critique, à une densité par conséquenc généralement faible devant la densité du solide, il s'établit donc une zone de transition entre le solide "froid" et la couronne à haute température : cette zone sera donc caractérisée par des gradients de température et de densité importants. Par ailleurs, la quantité de matière qui est contenue dans cette zone et qu'il est possible de chauffer, ne dépend que de la conductivité thermique du milieu. Or, compte tenu des flux laser importants à conduire et des températures de couronne très élevées, nous verrons que les gradients de température seront de l'ordre de grandeur des libres-parcours-moyens électroniques. Dans ces conditions, les calculs classiques de conductivité effectués dans la limite des faibles gradients de température ne sont plus valables et de nouvelles formulations sont nécessaires.

Nous nous proposons dans ce chapitre de présenter ces questions : Nous rappellerons tout d'abord la théorie classique de la conductivité thermique élaborée par SPITZER et HARM. Nous montrerons ensuite ses limitations ; enfin nous présenterons différentes approches récentes qui ont été abordées pour résoudre ce problème.

D'autre part, de nombreux travaux théoriques ont montré que des processus "non-classiques" générés par différentes instabilités induisant de la turbulence dans le milieu pouvaient également avoir pour effet une réduction de la conductivité thermique. Ces différents processus seront abordés dans une deuxième partie.

Enfin nous examinerons également les principaux points caractérisant le transport et le dépôt d'énergie des électrons suprathermiques, ainsi que les diverses possibilités d'inhibition de cette population.

I.A - DÉTERMINATION DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE - THÉORIE CLASSIQUE DE SPITZER-HÄRM

I-A-1. THEORIE CLASSIQUE DE SPITZER-HÄRM

La conductivité thermique dans un plasma totalement ionisé a été calculée initialement par SPITZER et HÄRM [1]. La méthode utilise un traitement perturbatif de l'équation de Boltzman avec un terme de collision de Fokker-Planck. La fonction de distribution utilisée prend la forme

$$f(\vec{v}) = f_o(\vec{v}) + f_1(\vec{v}) = f_o(x)\ (1 + D(x)\ \cos\theta) \qquad (I\text{-}1)$$

où $x = \frac{m_e v^2}{2kT_e}$, $f_o(v)$ est la maxwellienne non perturbée, f_1 la fonction perturbée. θ est l'angle entre le vecteur vitesse et la direction du gradient thermique $\vec{\nabla}T_e$ ou du champ électrique $\vec{E}$ qui sont les paramètres du problème responsables de l'apparition du flux de chaleur ou du courant. La résolution de l'équation de Fokker-Planck où l'on utilise I-1 et on néglige les termes du 2ème ordre est complexe. On peut alors résoudre numériquement D(x) en fonction des deux paramètres normalisés du problème qui sont :

$$A = -\frac{E\ kT_e}{\pi n_e e^3 n_e \mathrm{Ln}\Lambda} = \frac{E}{E_R} \qquad (I\text{-}2)$$

$$B = \frac{2k^2\ T_e |\nabla T_e|}{\pi n_e\ e^4\ \mathrm{Ln}\ \Lambda} = \frac{\lambda_e}{L} \qquad (I\text{-}3)$$

Le paramètre A est défini comme étant le champ électrique E normalisé par le champ électrique de "découplage" E_R : un électron accéléré par ce champ E_R entre deux collisions électron-ion, voit son énergie approximativement doublée. De même B représente le libre-parcours-moyen électronique λ_e normalisé par la longueur de gradient thermique locale $L = T/(dT/dx)$. On obtient ainsi les valeurs tabulées $\frac{ZD_E(x)}{A}$ et $\frac{ZD_T(x)}{A}$ correspondant respectivement aux contributions du champ électrique et du gradient

thermique au flux de chaleur et du courant. Seule la fonction perturbée f_1 contribue au courant et au flux de chaleur. On obtient finalement les expressions bien connues pour la densité de courant j et le flux de chaleur q :

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} + \alpha\vec{\nabla}T \qquad \text{(I-4)}$$

$$\vec{q} = -\beta\vec{E} - K\,\vec{\nabla}T \qquad \text{(I-5)}$$

Si l'on considère un plasma où il n'y a pas de courant, il s'établira un champ électrique E tel que $j = 0$, c'est-à-dire $\vec{E} = -\frac{\alpha}{\sigma}\vec{\nabla}T$ Le champ électrique a pour effet de diminuer la conductivité thermique du milieu qui devient alors :

$$K_o = \varepsilon \cdot K = (\varepsilon \cdot \delta_T)\ 20.(\frac{2}{\pi})^{3/2}\ \frac{m_e^{-1/2}\ k\ (kT_e)^{5/2}}{Z \cdot e^4\ \mathrm{Ln}\ \Lambda} \qquad \text{(I-6)}$$

Les termes $\varepsilon\delta_T$ sont tabulés dans [1] et ne dépendent que du numéro atomique Z. Une expression analytique approchée de $\varepsilon\delta_T$ est :

$$\varepsilon\delta_T \simeq 9.5\ 10^{-2}.\ (\frac{Z + 0.24}{1 + 0.24\ Z}) \qquad \text{(I-7)}$$

Il est intéressant dans ces conditions de calculer le flux de chaleur $\vec{q} = -K_o.\vec{\nabla}T$ en fonction du flux d'énergie maximal q_{max} qui correspondrait à l'énergie traversant l'unité de surface par unité de temps d'une demi-maxwellienne, c'est-à-dire :

$$q_{max} = \int_o^\infty \int_o^\pi \int_o^{\pi/2} (\frac{1}{2} mv^2)\ v \cos\theta\ f_o(v) v^2 \sin\theta\ d\theta\ d\Phi\ dv$$

$$= 0.8\ n_e\ v_e\ kT_e. \qquad \text{(I-8)}$$

avec $v_e^2 = \frac{kT_e}{m_e}$

Compte tenu de I-6, 8 et 3, on obtient alors :

$$|\vec{q}| = K_o|\vec{\nabla}T| = 20(\varepsilon\delta_T)\ \frac{B}{Z}\ .\ q_{max} \qquad \text{(I-9)}$$

On voit donc que le paramètre essentiel définissant le flux de chaleur est B, rapport du l.p.m électronique au gradient de température local. Or rien dans le traitement précédent n'indique la borne supérieure de ce rapport ; on admet simplement que $\frac{\lambda_e}{L}$ doit être "petit". Il s'agit donc de préciser la limite de validité de ce traitement.

I - A-2. LIMITE DE VALIDITE DU TRAITEMENT DE SPITZER-HARM

GRAY et KILKENNY [2] ont montré que le traitement perturbatif précédent devenait très rapidement inadapté, même pour des valeurs relativement faibles du rapport B. En effet, les valeurs tabulées de $f_1(v)$ données par SPITZER montrent que $f_1(v)$ diverge très rapidement avec v. Par conséquent lorsque $\cos\theta < 0$, il existe une valeur v^* telle que pour $v > v^*$, $f(v) < 0$; ce qui est peu réaliste. Ce résultat a peu d'effet sur le flux de chaleur si v^* est situé dans une région de l'espace de phase où la contribution au flux de chaleur est faible. En fait, il apparaît que le flux de chaleur est principalement transporté par les électrons dont la vitesse v est telle que : $3,2\ v_e < v < 4,2\ v_e$. Par conséquent, lorsque $v^* \gtrsim 4,2\ v_e$, on pourra admettre que le traitement de SPITZER est correct ; il est donc possible de définir un critère de validité en recherchant les valeurs maximales de B pour lesquelles $v^* \lesssim 4,2\ v_e$.

Pour Z = 1, GRAY et KILKENNY ont montré que $v^* \simeq 4,2\ v_e$ si $B > 0.02$, c'est-à-dire pour $q/q_{max} > 0.04$. Nous avons par ailleurs vérifié que pour $Z > 1$, ce résultat est relativement peu modifié : on constate donc que la conductivité de SPITZER n'est correcte que dans le cas de flux de chaleur très faibles, plus précisément tels que $q < 5\ 10^{-2} q_{max}$. Ceci constitue une limitation très importante du domaine de validité de cette théorie. Il s'agit donc d'étendre cette théorie à des domaines où le rapport $\frac{\lambda_e}{L}$ est plus élevé. Pour cela différentes approches ont été récemment utilisées.

I - A-3. EXTENSION DE LA THEORIE CLASSIQUE AU CAS DES GRADIENTS THERMIQUES IMPORTANTS

Une extension relativement simple de la théorie de SPITZER a été récemment proposée par SHVARTS et al [3]. Ils admettent que pour $v < v^*$, $f_1(v)$ est donné par la théorie de SPITZER ; par contre, pour $v > v^*$, ils imposent $f_1 \approx f_o$. L'hypothèse principale étant que f_o reste maxwellienne dans ce domaine, ce qui ne semble pas justifié. En recalculant le champ électrique de façon à annuler le courant, ils déterminent ainsi, d'une façon self-consistante, une nouvelle fonction de distribution. Le flux de chaleur résultant est alors très inférieur à ce que donne la théorie de SPITZER (Voir figure I-1), même pour de très faibles valeurs de $\frac{\lambda e}{L}$.

D'autre part, rappelons que l'on utilise généralement dans les simulations numériques l'expression suivante du flux de chaleur :

$$\vec{q} = \min \left\{ \vec{q}_{spitzer} \ , \ \vec{q}_L = - F \, n_e \, v_e \, kTe \, \frac{\vec{\nabla T_e}}{|\vec{\nabla T_e}|} \right\} \qquad (I\text{-}10)$$

F, le "facteur de flux limite" est un paramètre, toujours inférieur à 1, qui est ajustable dans les simulations.

Cette formulation est une représentation simplifiée de l'effet d'une éventuelle présence de processus susceptibles de limiter le flux de chaleur à une certaine fraction F du flux de chaleur maximum q_{max}. Des exemples d'estimation de F pour certaines conditions particulières seront donnés par la suite et nous verrons par ailleurs que les résultats expérimentaux sont reproduits à l'aide d'un facteur de flux limite faible ($\sim$ 0.03 - 0.06).

Or, la figure I-1 montre qu'il existe des valeurs suffisamment faibles du rapport $\frac{\lambda e}{L}$ pour lesquelles le flux de chaleur est inférieur au "flux limite" $\vec{q}_L = - F \, n_e \, v_e \, kTe \, \frac{\vec{\nabla T_e}}{|\vec{\nabla T_e}|}$ [4], même lorsque celui-ci est calculé pour des valeurs faibles du facteur de flux limite F telles que 0.06 (Cf. courbe V de la figure I-1).

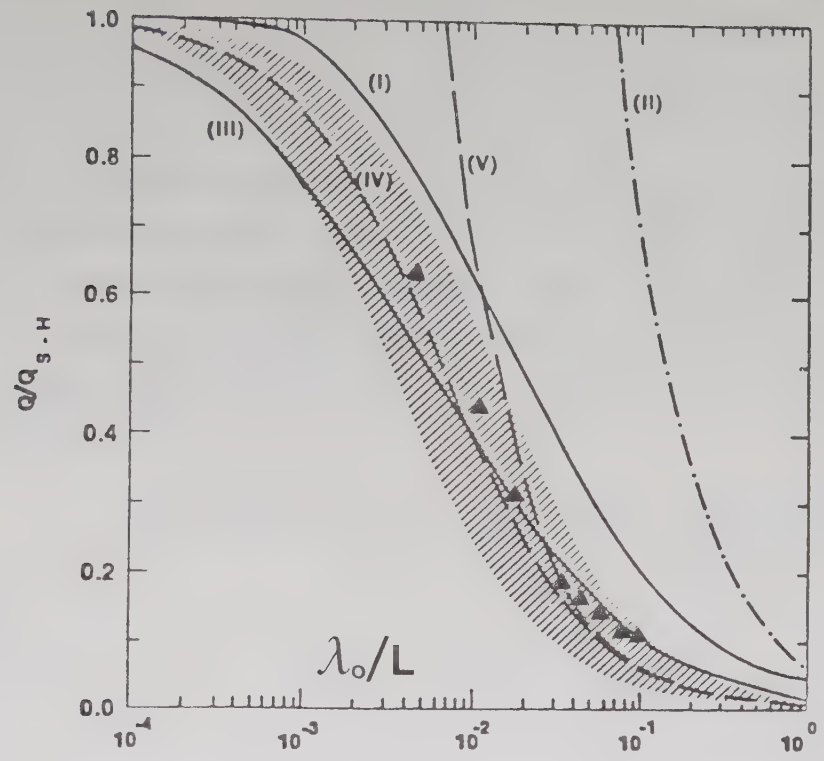


Figure I-1 : Réduction de la conductivité thermique de SPITZER-HÄRM $Q/Q_{spitzer}$, en fonction du rapport $\frac{\lambda_o}{L}$ ($\lambda_o = (kT)^2/\pi n_e (Z+1) e^4 \, Ln\Lambda$, libre parcours électronique de collision e - i ; L = T/ (dT/dx longueur de grandeur thermique) pour différents modes de calculs (d'après la référence [3]:

Courbe I : Calcul self-consistant avec $f_1 \leqslant f_o$ pour $v < v^*$ et $f_1 = f_o$ pour $v > v^*$.

Courbe III : Calcul self-consistant avec $f \leqslant 0.75\, f_o$; la transition de f à $0.75\, f_o$ s'effectuant suivant une moyenne harmonique.

Courbe II : Calcul flux-limité usuel donné par I-10 : $Q = \min \{Q_{spitzer}, q_L\}$ avec F = 0.65.

Courbe V : Idem que la courbe II mais avec F = 0.06.

Courbe IV : Calcul flux-limité usuel avec f = 0.06 mais réalisé à l'aide d'une moyenne harmonique :

$$Q = (Q_{spitzer}^{-1} + q_L^{-1})^{-1}$$

La région hachurée correspond au cas de la courbe IV lorsque le facteur de flux limite F varie de 0.03 à 0.1 . Les triangles correspondent au résultat obtenu à l'aide de la résolution de l'équation de Fokker-Planck (d'après la réf. [5]).

De ces résultats il apparaît que les formulations usuelles flux-limitées (correspondant au cas des courbes II ou V ne sont pas adaptées à la représentation du flux de chaleur Q ; celui-ci étant mieux représenté par la formulation correspondant à la courbe IV.

Ainsi donc la comparaison du flux de chaleur obtenu par la formulation usuelle I-10 et de l'extension récente de la théorie de SPITZER montre clairement l'inadaptation de l'expression I-10 du flux de chaleur qui en fait semble beaucoup mieux représenté par la loi harmonique suivante : $q = (q_{spitzer}^{-1} + q_L^{-1})^{-1}$ (Voir la légende de la figure I-1).

I - A-4. CONTRIBUTION NON-LOCALISEE AU FLUX THERMIQUE

Dans le profil de température de la zone de conduction obtenue lors d'une expérience laser, il s'avère que le traitement précédent s'applique principalement dans la zone où la température est maximale (Voir figure I-2). Par contre, à la base du front thermique, le transport est

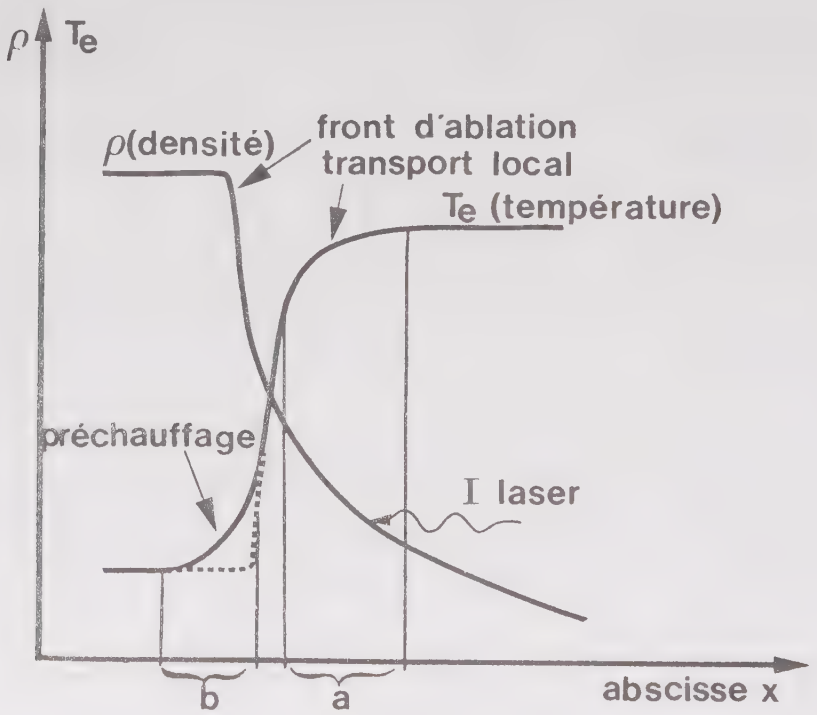


Figure I-2 : Exemple de profils de température et de densité présents au cours de l'interaction laser-matière. Le flux de chaleur dans la zone a est décrit par un traitement local analogue au calcul de SHVARTS et al [3] , alors que dans la zone b le flux de chaleur est essentiellement assuré par des électrons énergétiques provenant des zones plus chaudes.

essentiellement assuré par des électrons énergétiques provenant des régions de haute température. Le flux de chaleur ne peut plus être décrit par les paramètres locaux du plasma (gradients, température) : la conductivité thermique est alors déterminée par la fonction de distribution d'une zone dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen électronique.

Ce préchauffage délocalisé qui a pour effet de faire diffuser un front de température initialement raide peut être évalué par différentes méthodes : BELL et al [5] , à l'aide d'une résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck ont étudié la propagation d'un front thermique dans un plasma. Le caractère délocalisé du flux thermique apparaît sur la figure I-3 (courbe BC) : le flux thermique est alors supérieur au flux de SPITZER local car il résulte d'électrons énergétiques provenant des régions à haute température. Par contre dans cette zone à haute température où le flux de chaleur est élevé, on constate qu'il reste néanmoins inférieur de près d'un ordre de grandeur au flux de SPITZER. On peut voir sur la figure I-1 qu'il y a accord entre l'extension du traitement de SPITZER et les résultats numériques.

Une autre approche de ces problèmes est l'utilisation de codes particulaires MONTE-CARLO. Les résultats de simulations effectuées par MASON [6] rendent compte également du caractère "délocalisé" du flux de chaleur au pied de l'onde thermique, ainsi que l'inhibition du flux de chaleur au maximum de celui-ci. De plus, il montre l'impossibilité de reproduire les profils de température résultants à l'aide de modèles de diffusion en régime flux-limité.

En conclusion, malgré l'évolution très rapide du sujet dans la période actuelle, il est à peu près acquis que la conduction thermique de SPITZER n'est valide que dans des conditions très strictes ($\frac{\lambda e}{L} \lesssim 10^{-3}$) Pour d'autres conditions, il semble qu'elle soit surestimée d'environ un ordre de grandeur. Par ailleurs, une formulation précise dépendant des paramètres locaux du plasma est peut-être impossible, la conduction thermique dépendant de la contribution d'électrons énergétiques non-locaux.

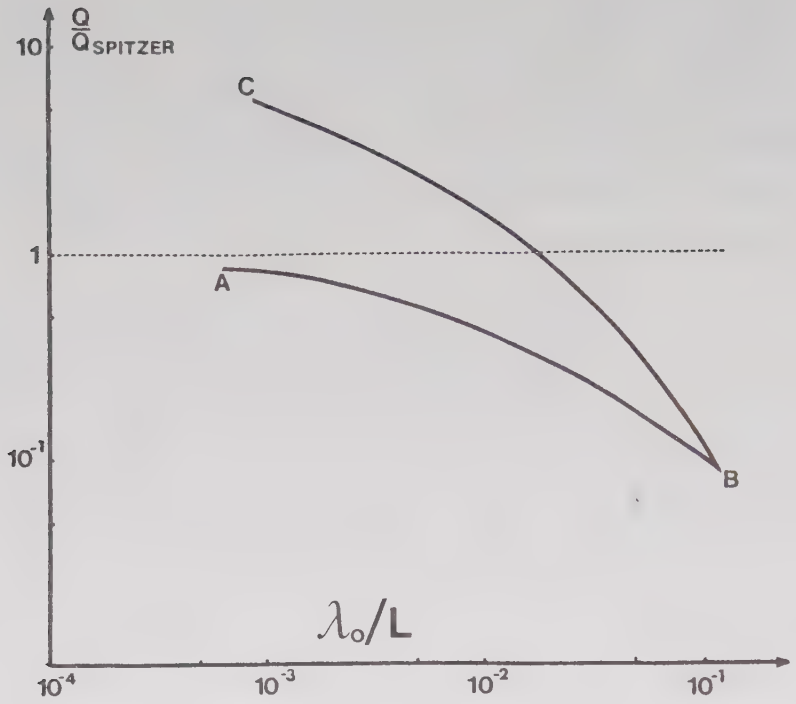


Figure I-3 : Réduction de la conductivité thermique de SPITZER-HÄRM $Q/Q_{spitzer}$, en fonction du rapport λ_o/L (même définition que dans la figure I-1) par un calcul utilisant la résolution de l'équation de Fokker-Planck (d'après la réf. [5]).
La partie A-B de la courbe correspond principalement à la zone a de la figure I-2 et montre une réduction du flux de chaleur par rapport à la valeur de SPITZER ; le point B correspondant au point du profil de température où le gradient de température est maximum. Si l'on continue à descendre le profil de température à partir de ce point on aboutit à la zone b de la figure I-2 où le flux de chaleur est décrit par la partie B-C de la courbe. Dans ce cas le flux de chaleur supérieur au flux de SPITZER traduit le dépôt d'énergie par des électrons énergétiques provenant des zones chaudes du profil. Le flux de chaleur ne peut plus être décrit par les conditions locales de température et de gradient de température.

Nous allons montrer maintenant qu'il existe différents processus ayant pour effet de réduire la conductivité thermique précédemment calculée. Parmi ceux-ci, la présence d'un champ magnétique peut être précisément étudiée.

I.B - EFFET DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE

Il semble maintenant admis qu'une grande variété de mécanismes soient responsables de la génération de champs magnétiques intenses de l'ordre du Mégagauss dans les expériences laser-matière. Sans entrer dans le détail de ces différents processus (Voir par exemple une revue générale de ces processus dans le cours de C. MAX - Les Houches [7]), on peut considérer que le champ magnétique résultant a une structure très complexe. Il est composé de la somme de champs magnétiques possédant des longueurs caractéristiques de variation très différentes qui vont du diamètre de la tache focale (par exemple pour les champs magnétiques générés par les termes sources $\nabla\vec{n}_e \wedge \nabla\vec{T}_e$, ou par l'anisotropie du tenseur de pression [8]) à des longueurs de l'ordre de la longueur d'onde laser (ou inférieure) pour ceux générés par absorption résonnante [9], par des instabilités thermiques [10] ou du type WEIBEL [11]

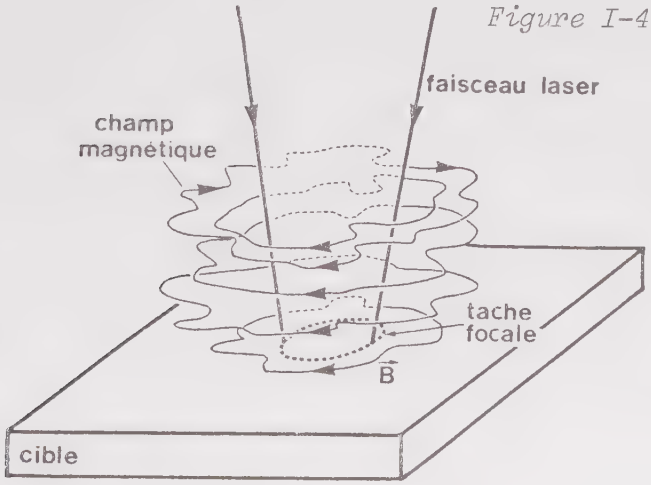


Figure I-4 : Aspect qualitatif des lignes de champs magnétiques dans le cas de l'irradiation d'une cible plane. Ce champ magnétique de forme toroïdale centré autour de la tache focale peut être représenté comme la somme d'un champ magnétique moyen B_o et de fluctuations δB à petite échelle.

Il est par conséquent possible de décrire le champ magnétique résultant sous la forme :

$$\vec{B}(x) = \vec{B}_o + \sum_{k\neq 0} \vec{\delta B}_k \exp(i\, k\, \vec{x}) \qquad \text{(I-11)}$$

$\vec{B}_o$ représentant le champ magnétique "moyen" à grande échelle, $\vec{\delta B}$ les fluctuations locales à petite échelle de nombre d'onde k. Une représentation schématisée du champ $\vec{B}$ modélisée par I-11 est représentée sur la figure I-4.

La conductivité thermique en présence d'un champ magnétique donné par I-11 est très complexe ; pour simplifier la présentation, nous allons d'abord montrer l'effet d'un champ magnétique uniforme (c.a.d. $\vec{B}(x) = \vec{B}_o$). Nous montrerons ensuite les modifications résultant de la présence de fluctuations $\delta\vec{B}_k$.

I - B-1. EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE UNIFORME $\vec{B}_o$

Cet effet a été calculé par BRAGINSKII [12] à l'aide d'une méthode analogue à celle de SPITZER. En présence d'un gradient de température $\vec{\nabla}T_e$ non-colinéaire au champ magnétique B_o, le flux de chaleur s'écrit sous une forme tensorielle :

$$\vec{q} = - K_o \vec{\nabla} T_e - K_\perp \vec{\nabla}_\perp T_e - K_\alpha (\vec{h}_\Lambda \vec{\nabla} T_e) \qquad \text{(I-12)}$$

Dans cette expression, $\vec{\nabla} T_e$ et $\nabla_\perp T_e$ représentent respectivement la composante parallèle et perpendiculaire du gradient thermique au champ magnétique. Il apparaît que K_o la conductivité parallèle à $\vec{B}$ n'est pas modifiée par la présence de $\vec{B}$ et est donnée par la relation I-6. Par contre $K_\perp$ et K_α dépendent de B par les relations

$$K_\perp = K_o \left(\frac{\gamma_1' x^2 + \gamma_o'}{\gamma_o (x^4 + \delta x^2 + \delta_o)} \right) \qquad \text{(I-13)}$$

$$K_\alpha = K_o \cdot \frac{x(\gamma_1'' x^2 + \gamma_o'')}{\gamma_o (x^4 + \delta_1 x^2 + \delta_o)} \qquad \text{(I-14)}$$

Dans ces expressions, γ_o, δ_o, δ_1, γ'_o, γ'_1, γ''_o, γ''_1 sont des coefficients dont la valeur, proche de l'unité, ne dépend que de Z et est tabulée par BRAGINSKII |12|. Par contre $x = \Omega.\tau_{ei}$; $\Omega = \frac{eB}{m_e}$ est la fréquence cyclotronique électronique et τ_{ei} le temps de collision électrons-ions [12]. Compte tenu des expressions de Ω et τ_{ei}, on obtient pour x :

$$x = \Omega\,\tau_{ei} \simeq \frac{20}{Z} \cdot B(\text{MGaus}) \cdot T_e^{3/2}(\text{keV}) \cdot \left(\frac{n_e(\text{cm}^{-3})^{-1}}{10^{21}}\right) \qquad \text{(I-15)}$$

On remarquera la très forte dépendance de x avec T_e et n_e. La conductivité thermique transverse K sera d'autant plus réduite que la température est élevée et la densité du milieu basse.

Lorsque $x >> 1$, I-13 montre que $K_\perp \approx \frac{K_o}{x^2}$. Ainsi pour B ≈ 1 Mégagauss, $T_e \sim 1$ keV , $n_e \approx 10^{21}\text{cm}^{-3}$ et Z = 5, on obtient x ≈ 4. On a donc $\frac{K_\perp}{K_o} \approx 0.06$. On constate donc que la conductivité thermique est très sensible à la présence d'un champ magnétique. D'autre part, pour que cet effet intervienne il faut évidemment que le champ magnétique résultant soit pratiquement parallèle à la surface du solide. On peut penser qu'une telle situation peut exister lorsque la configuration du champ magnétique est semblable à celle de la figure I-4.

Une étude de la validité des calculs précédents n'a pas encore été faite. Il est possible que les critères établis eu § I.A lorsque B = 0 soient également applicables à la conductivité thermique $K_{//}$. Pour ce qui concerne la conductivité perpendiculaire $K_\perp$, la condition de validité devient [12] $L_\perp >> r$; $L_\perp$ étant la longueur de gradient caractéristique perpendiculaire à B, r étant le rayon de Larmor.

I - B-2. EFFETS DE CHAMPS MAGNETIQUES SPATIALEMENT INHOMOGENES

Pour un champ magnétique présentant des fluctuations spatiales à faible échelle, dont la forme est donnée par I-11, différents processus diffusifs ont pour effet de modifier les coefficients de transport obtenus en champ homogène [13]. Les coefficients de transport ainsi obtenus, bien que supérieurs à ceux existant en champ homogène, restent néanmoins inférieurs aux coefficients de transport calculés en absence de champ magnétique (équ. I-6).

Ces processus de diffusion perpendiculaire au champ B_o sont les suivants :

- Diffusion résonnante : les longueurs d'onde des fluctuations responsables de la diffusion sont égales au rayon de Larmor dans le champ principal.

- Diffusion stochastique du champ : les électrons étant liés aux lignes de champ, ils diffusent stochastiquement avec elles.

- Diffusion néoclassique : les électrons peuvent être confinés par la présence de miroirs locaux dus à des maximas de champ, une diffusion résultera des effets de courbure et de gradient du champ.

Par des techniques de "particule test", les coefficients de diffusion relatifs à ces trois processus peuvent être estimés : appelons-les respectivement K_a , K_b et K_c. On obtient ainsi [13] :

$$\frac{K_a}{K_\perp} \approx 0.75 \left(\frac{\delta B}{B_o}\right)^2 (\Omega\tau) \qquad \text{(I-16)}$$

$$\frac{K_b}{K_\perp} \approx (2\pi)^{1/2} \left(\frac{\delta B}{B_o}\right)^2 (\Omega\tau) \qquad \text{(I-17)}$$

$$\frac{K_c}{K_\perp} \approx \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{\delta B}{B_o}\right)^{1/2} \qquad \text{(I-18)}$$

Pour des valeurs raisonnables de $\frac{\delta B}{B_o}$ lorsque $\Omega\tau >> 1$, il est facile de constater que ces rapports sont supérieurs à 1 : on montre ainsi l'augmentation des coefficients de diffusion par ces processus.

Il est intéressant d'estimer dans ces conditions un facteur de flux limite qui serait défini par :

$$f \approx \frac{K(\partial T/\partial x)}{n_e v_e kT_e} \approx \frac{K}{n_e v_e kL} \qquad (I\text{-}19)$$

où $L = T_e\left(\frac{\partial T_e}{\partial x}\right)^{-1}$ est la longueur de gradient thermique.

On obtient ainsi simplement :

$$f \approx \left(\frac{K_{//}}{K_\perp}\right) . \left(\frac{r}{L}\right) . \left(\frac{1}{\Omega\tau}\right) \qquad (I\text{-}20)$$

Dans cette expression $\frac{K_{//}}{K_\perp}$ est donné par I-16 à I-18. Le rapport du rayon de gyration r à la longueur de gradient locale L est donné par :

$$\frac{r}{L} = 0.7 . L^{-1}(\mu m) . T^{1/2}(keV) . B_o^{-1}(MG) \qquad (I\text{-}21)$$

Il apparaît donc que des valeurs "raisonnables" de ces différents paramètres ($B_o \sim 1$ MG, $T_e \sim 1$ KeV, $L \sim 50$ µm) peuvent finalement rendre $f << 0.1$; par conséquent, la présence de champs magnétiques intenses dans la couronne a un effet non négligeable sur la conduction thermique.

I.C - DIMINUTION DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE PAR DES EFFETS DE TURBULENCE - INSTABILITÉ ACOUSTIQUE IONIQUE ET ÉLECTROMAGNÉTIQUE

La présence de turbulence a pour effet d'augmenter la fréquence de collision électronique et par conséquent de réduire les coefficients de transport . Parmi les processus susceptibles de produire de tels effets,

l'instabilité acoustique ionique et l'instabilité électromagnétique semblent être actuellement les candidats les plus sérieux. Bien que ces sujets aient fait l'objet de nombreuses études théoriques, leur efficacité à réduire le flux de chaleur ne semble pas actuellement totalement démontrée. Nous rappelons par conséquent les principaux résultats actuels de ces théories.

I - C-1. INSTABILITE ACOUSTIQUE IONIQUE

Cette instabilité résulte de la déformation de la fonction de distribution électronique créée par la présence d'un flux de chaleur [2,4, 14-16]. Cette déformation est produite par le champ électrique self-consistant conduisant le courant électronique de retour qui équilibre le flux d'électrons chauds transportant l'énergie. Cette déformation se traduit par l'existence d'une vitesse de dérive électronique v_d ; les ondes sonores seront instables si d'une part $v_d \geq C_s = \left(\frac{ZkT_e}{M_i}\right)^{1/2}$, C_s étant la vitesse acoustique ionique, et d'autre part si $ZT_e >> T_i$ [17].

a) Condition de stabilité marginale

En utilisant une forme approchée de la fonction de distribution perturbée, il est possible de déterminer les conditions de stabilité marginale linéaire de cette instabilité. Par ailleurs, en faisant l'hypothèse (peu réaliste) d'une saturation des modes instables à des niveaux proches de ceux correspondant à ce seuil, il sera possible d'estimer une valeur minimale du flux limite résultant.

Ainsi par exemple, en présence d'un flux de chaleur q , la fonction de distribution électronique I-1 présente un maximum, qui peut être assimilé à une vitesse de dérive, pour une vitesse V donnée par [14,18] :

$$V = - \alpha(Z) \cdot \frac{q}{n_e kT_e} \qquad (I\text{-}22)$$

$\alpha(Z)$ étant une fonction de Z donnée par [18].

Pour une certaine valeur de $V = V^*$ dépendant de $\frac{ZT_e}{T_i}$, l'instabilité se déclenche. Le flux de chaleur q^* correspondant permet alors de déterminer un facteur de flux limite f défini par :

$$F = \frac{q^*}{n_e v_e kT_e} = \frac{1}{\alpha(Z)} \cdot \frac{V^*}{v_e} \qquad \text{(I-23)}$$

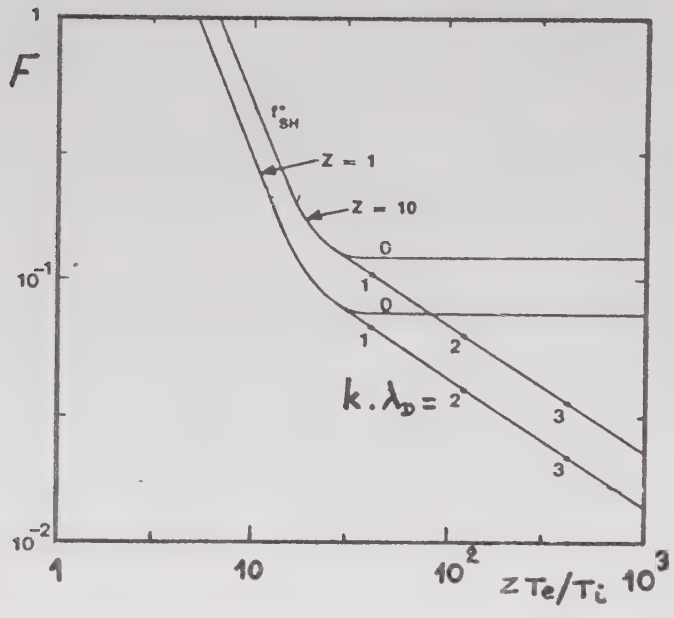


Figure I-5 : Facteur de flux limite F calculé en fonction du rapport $\frac{ZT_e}{T_i}$ au seuil de stabilité marginale de l'instabilité acoustique ionique pour une fonction de distribution électronique transportant un flux de chaleur de SPITZER (d'après la réf. [18]).
Calcul effectué pour 2 valeurs de Z différentes.

Sur la figure I-5 nous avons représenté F en fonction de $\frac{ZT_e}{T_i}$. C'est au niveau de la surface critique dans la zone surdense qu'une éventuelle inhibition thermique peut jouer un rôle important dans le processus d'ablation (cf. chapitre III). Or dans cette zone $5 \lesssim \frac{ZT_e}{T_i} \lesssim 15$; par conséquent, d'après la figure I-5, l'inhibition résultante par cette instabilité semble peu efficace.

b) Développement de l'instabilité ionique

En fait les estimations précédentes ne tiennent pas compte du développement et du niveau de saturation de cette instabilité. Malheureusement il existe une très grande disparité des résultats basés sur des théories non-linéaires ou des simulations particulaires concernant la valeur de la fréquence de collision effective [19] : Ainsi plusieurs ordres de grandeur séparent la fréquence de collision effective ν_{eff} déterminée à l'aide d'une théorie quasi linéaire par MANHEIMER [16] qui donne $\nu_{eff} \simeq \frac{1}{3} \left(\frac{\delta n}{n}\right)^2 \omega_{pe}$ avec $\frac{\delta n}{n} \simeq 0.1$, des résultats de simulations particulaires effectuées par LINDMANN [20] où il obtient :

$$\nu_{eff} \simeq 3.10^{-5} \left[\frac{V_d}{v_e} \cdot \frac{T_e}{T_i} \cdot \left(\frac{m_e}{M_i}\right)^{1/4} \right] \omega_{pe} .$$

La situation présente est donc très confuse ; vu la complexité des théories utilisées, on peut espérer que des résultats significatifs seront obtenus grâce à des simulations particulaires plus précises. Néanmoins, dans certaines conditions expérimentales particulières, il semble que la turbulence générée par une instabilité acoustique ionique ait été mise en évidence [21, 22]. Si son efficacité comme mécanisme d'absorption anormal dans la couronne sous-critique a été démontrée [21, 22], il n'en est pas de même pour sa capacité à réduire efficacement le flux de chaleur. En fait, il semble admis que, dans la zone sous-critique, la fréquence de collision effective ν_{eff} résultant d'une éventuelle présence de l'instabilité soit comparable à la fréquence de collision classique électrons-ions [7]. Cette tendance doit s'accentuer lors de l'utilisation de lasers à courtes longueurs d'onde où le milieu étant de plus en plus collisionnel on s'attend à observer $T_e \simeq T_i$: les ondes ioniques sont alors rapidement amorties dans ce cas.

I - C-2. INSTABILITE ELECTROMAGNETIQUE

L'anisotropie de la fonction de distribution électronique induite par un gradient de température peut également générer des instabilités électromagnétiques basse-fréquence de type WEIBEL [23]. Le champ magnétiq

turbulent ainsi généré augmente la fréquence de collision électronique [11] et donc réduit la conductivité thermique.

Le facteur de flux limite a été déterminé dans deux cas extrêmes : tout d'abord dans un milieu fortement collisionnel, où le libre-parcours-moyen électronique est très inférieur à la longueur de gradient thermique L. Le facteur de flux limite résultant est alors [11] :

$$F = \left(\frac{c}{L\omega_p}\right)^{1/3} \approx 0{,}55 \cdot L_{\mu m}^{-1/3} \cdot \left(\frac{n_e(cm^{-3})}{10^{21}}\right)^{-1/6} \qquad \text{(I-24)}$$

Alors que dans le cas opposé d'un milieu non-collisionnel, l'expression équivalente du facteur de flux limite devient [24, 25] :

$$F \approx 10^4 \frac{kT_e}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} m_e \omega_p c L} = 16.8 \cdot T_e(keV) \cdot \left(\frac{n_e(cm^{-3})}{10^{21}}\right)^{-1/2} L_{\mu m}^{-1} \qquad \text{(I-25)}$$

On peut observer que, dans ces deux cas, pour des valeurs "standard" des différents paramètres en présence, le facteur de flux limite ainsi déterminé est relativement faible. Cette instabilité peut donc jouer un rôle non négligeable dans la limitation du flux thermique.

I - C-3. COMPARAISON DE L'INSTABILITE ACOUSTIQUE IONIQUE ET ELECTROMAGNETIQUE

Il faut tout d'abord admettre que des conclusions définitives sont peu réalistes étant donné d'une part la complexité des théories et d'autre part les différentes hypothèses admises, plus particulièrement pour ce qui concerne les différents processus de saturation invoqués. On peut toutefois estimer certaines tendances : ainsi, lorsque $ZT_e \gg T_i$, on admet que l'instabilité acoustique ionique l'emporte. Ce sera par exemple le cas dans la couronne sous-critique où le découplage des températures électronique et ionique est certain. En revanche, dans la zone surdense $ZT_e \sim T_i$; l'instabilité ionique ne peut plus être excitée, alors que l'instabilité électromagnétique sera d'autant plus efficace que la densité du milieu est élevée (Voir I-24 et 25). Cette remarque est importante lorsque l'on

envisage l'utilisation de courtes longueurs d'onde : dans ce cas, le milieu devenant de plus en plus collisionnel, il faut s'attendre à ce que l'instabilité électromagnétique domine largement.

Enfin, un autre effet renforce la prépondérance de l'instabilité électromagnétique [11] : celle-ci possède un spectre angulaire de nombres d'onde k instables relativement isotrope ; tous les électrons de la distribution seront perturbés par cette instabilité. Ce n'est pas le cas de l'instabilité ionique qui affecte préférentiellement les électrons se déplaçant perpendiculairement au flux de chaleur.

Il faut d'autre part remarquer [26] que dans les théories précédemment décrites, les instabilités se déclenchent pour des valeurs du rapport $\frac{\lambda_e}{L}$ pour lesquelles l'hypothèse initiale d'un développement linéaire de la fonction de distribution sous la forme $f(v) = f_0(v)+f_1(v)\cos$ n'est plus valable. (D'après les discussions du § I-A - 2 et 3). Par conséquent, les calculs d'instabilités concernant non seulement les effets non linéaires (saturation, couplage de mode) mais également les effets linéaires (seuils, taux de croissance) sont probablement inexacts, car ils sont basés sur des fonctions de distribution non valides. On doit donc envisager de nouvelles déterminations plus précises de ces différents paramètres.

I.D - TRANSPORT DE L'ÉNERGIE PAR LES ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES

Il est maintenant admis que, dans certaines conditions, à la densité critique, il est généré par un mécanisme d'absorption résonnante [27] une population d'électrons suprathermiques dont la température T_H peut être très importante si on la compare à la température de la population thermique locale [27]. Comme ces électrons sont très énergétiques, ils auront la possibilité de pénétrer dans la partie dense du solide et ainsi, par exemple, ils modifieront les caractéristiques d'une implosion.

L'étude du dépôt d'énergie par ces électrons est donc très importante et, suivant la région où ils se situent, leur transport dépendra de leurs propriétés collisionnelles locales et des champs électriques présents. Ainsi leur dépôt d'énergie dans la zone dense s'effectue essentiellement par les collisions électrons-électrons, alors que dans la couronne ce sera par l'accélération d'ions rapides par l'intermédiaire d'un champ électrique ambipolaire.

Dans les paragraphes qui suivent, nous nous proposons de rappeler les principaux points caractérisant ces deux zones. Ces résultats seront directement utilisés dans l'interprétation des expériences (Voir chap. V). Nous préciserons également les diverses possibilités d'inhibition du transport énergétique de cette population.

I - D-1. TRANSPORT DES ELECTRONS RAPIDES DANS LA COURONNE SOUS-DENSE. ACCELERATION D'IONS RAPIDES

a) Profils de densité et fonction de distribution ionique

Dans la couronne sous-critique nous sommes donc en présence de deux populations électroniques, l'une "suprathermique" ou chaude à la température T_H et l'autre "thermique" ou froide à la température T_C. Le milieu étant peu dense, les collisions électron-ion ou électron-électron seront négligeables. Le seul couplage entre les ions et les électrons s'effectue donc par le champ électrique ambipolaire qui retient les électrons et par conséquent accélère les ions.

L'utilisation de modèles self-similaires en admettant les températures isothermes, le milieu quasi-neutre et les électrons à l'équilibre de Boltzman a permis d'obtenir la solution de ce problème en géométrie plane ou sphérique en présence d'une seule ou des deux populations électroniques [Voir par exemple les réf. 33 - 37].

La présence d'une population d'électrons suprathermiques a pour effet de séparer le profil de densité en deux régions distinctes présentant

chacune une décroissance exponentielle de la densité avec un gradient respectif caractéristique des températures T_H et T_C. Ces deux régions sont séparées par une zone qui tend vers une discontinuité lorsque $T_H/T_C > 9{,}9$ [34].

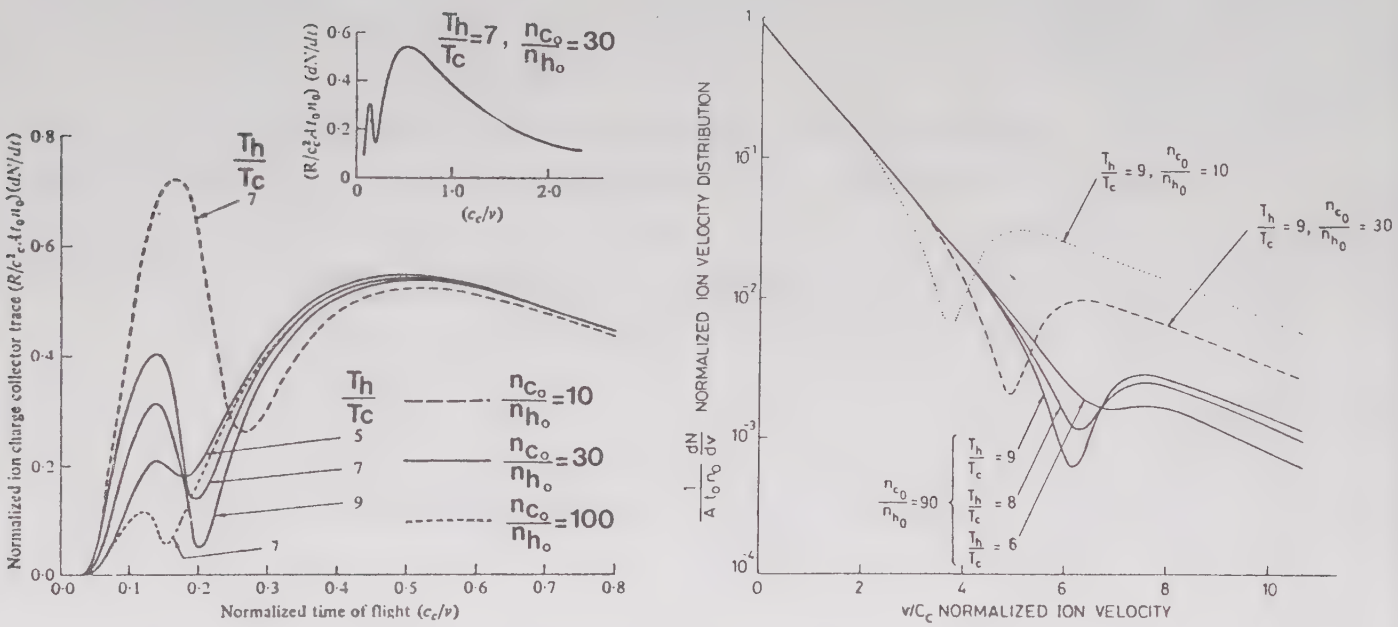


Figure I-6 : Courant recueilli par un collecteur de charges et fonction de distribution ionique correspondante en présence d'une distribution électronique comprenant une population d'électrons thermiques (et suprathermiques) de densités initiales et de températures $n_{co}(n_{no})$ et $T_c(T_h)$ pour différents rapports $\frac{T_h}{T_c}$ et $\frac{n_{co}}{n_{no}}$. (D'après les références [36] et [37]).

La fonction de distribution ionique $\frac{dN}{dv}$ qui en résulte, et que l'on détermine expérimentalement par déconvolution d'un signal de collecteur de charges ioniques, reflète cette modification du profil de densité et de vitesse. Un exemple d'un signal de collecteur de charge I(t) et de la fonction de distribution ionique théorique $\frac{dN}{dv}$ résultante est montré sur la figure I-6, pour différents paramètres : les deux pentes observées de $\frac{dN}{dv}$ sont toutes deux caractéristiques des vitesses du son $C = (\frac{ZkT}{m_i})^{1/2}$ calculées

aux températures T_H et T_C . L'application expérimentale de cette méthode permettra de mesurer T_H ainsi que de connaître la fraction d'énergie dans la composante ionique rapide (Voir chapitre V).

b) Couplage énergétique entre les électrons et les ions dans la couronne

Un électron rapide initialement créé au niveau de la surface critique a tendance à s'échapper de la couronne. Il est alors réfléchi par le champ électrique dû à la charge d'espace ainsi créé, puis revient vers les hautes densités où il se thermalisera par collision électron-électron si aucun autre mécanisme ne le renvoie vers la couronne. Il est possible de déterminer précisément la fraction d'énergie qu'il aura perdue au cours de cet aller-retour. On peut montrer que cette fraction d'énergie dépend de l'énergie initiale de l'électron, mais que sur l'ensemble d'une distribution électronique maxwellienne cette perte s'élève à $\sim (\frac{Zm_e}{m_i})^{1/2} = 1,6\ \%$ [38]. Ceci résulte de ce que l'électron rapide ne voit pas le même potentiel électrostatique sur le trajet aller et retour, du fait de la modification de ce potentiel par la détente ionique.

Il est également possible d'obtenir un résultat analogue, en considérant que l'énergie perdue par l'électron rapide est proportionnelle au temps passé par celui-ci dans la couronne [39, 40]. La fraction d'énergie perdue est alors égale au rapport $\frac{C}{V_T} = (\frac{Zm_e}{m_i})^{1/2}$; $V_T = (\frac{kT_H}{m_e})^{1/2}$ et $C = (\frac{ZkT_H}{m_i})^{1/2}$ étant respectivement la vitesse thermique électronique et du son.

Donc seulement 1,6 % de l'énergie initialement déposée dans les électrons rapides est transférée en accélération d'ions rapides. En fait, ces calculs ont été réalisés en géométrie plane où l'électron effectue des mouvements à une direction. En revanche, en géométrie sphérique, l'électron possède également un moment angulaire, qui lui permet d'effectuer des orbites autour de la cible [41, 42] : il augmente ainsi son temps de

présence dans la couronne et par conséquent transfère une bien plus grande fraction de son énergie en accélération d'ions rapides qui peut alors atteindre $\sim$ 50 % lorsque l'électron effectue environ plusieurs dizaines d'orbites [43]. On assiste donc à un véritable découplage entre la couronne et la cible sphérique, ce qui bien évidemment a pour conséquence de modifier la dynamique de l'implosion.

I - D-2. THERMALISATION DES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES DANS LES ZONES DENSES

a) Distance d'arrêt électronique

Les électrons suprathermiques perdent principalement leur énergie par des collisions avec les électrons "froids" du milieu. Ces collisions n'affectent pas d'une façon appréciable la trajectoire de ces électrons qui est essentiellement modifiée par un effet cumulatif de collisions électrons-ions à faible angle de déflection. Dans la limite de Z faible qui nous intéresse ici, nous ferons l'hypothèse simplificatrice consistant à négliger ces effets de diffusion latérale du faisceau. Dans ces conditions, la perte d'énergie de l'électron le long de sa trajectoire suivant sa profondeur x dans la cible s'acrit [28] :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{2\pi\ e^4\ n_e\ Ln\Lambda}{E} \qquad \text{(I-26)}$$

Dans cette expression, qui n'est valable que lorsque l'énergie E de la particule rapide est très supérieure à celle des électrons froids de densité n_e, $Ln\Lambda$ représente le logarithme coulombien que nous admettrons constant pour la simplicité des calculs analytiques et égal à 5 par la suite.

L'intégration de I-26 donne alors la loi de perte d'énergie d'un électron d'énergie initiale E_o le long de sa trajectoire.

$$E(x) = E_o\left(1 - \frac{x}{d(E_o)}\right)^{1/2} \qquad \text{(I-27)}$$

Dans cette loi du type Thomson-Whiddington, $d(E_o)$ est la profondeur maximale de pénétration de l'électron, ou encore sa distance d'arrêt dont la valeur est :

$$d(E_o) = - \int_{E_o}^{o} \frac{dE}{(dE/dx)} = \frac{E_o^2}{4\pi\ e^4\ n_e\ Ln\Lambda} \qquad (I-28)$$

En introduisant ρ la masse volumique du solide considéré et en admettant que $Ln\Lambda \approx 5$, d s'exprime sous la forme :

$$d(\mu m) \approx 2.5\ 10^{-2} . (\frac{A}{2Z}) . \frac{E_o^2(keV)}{\rho(g/cm^3)} \qquad (I-29)$$

En fait, cette détermination de la distance d'arrêt n'est pratiquement valable que dans le cas des Z faibles, c'est-à-dire lorsque l'on néglige l'effet des collisions électrons-ions. Dans le cas contraire, on obtient une valeur relativement précise de cette distance d'arrêt par intégration de la formule de BETHE [28].

b) Dépôt d'énergie dans le solide. Préchauffage

Compte tenu d'une population d'électrons chauds répartis survient une fonction de distribution $f_o(E)$, initialement maxwellienne au bord de la cible (en x = 0), nous nous proposons de calculer la déformation de cette distribution au cours de sa pénétration dans la cible. Le dépôt local d'énergie permettra ainsi de déterminer la température en chaque point à l'intérieur de la cible.

Considérons les électrons initialement situés en $x = 0$, dont l'énergie est comprise entre u et $u + du$. Après avoir parcouru la distance x dans la cible, leur énergie deviendra (d'après I-27) : $u' = u(1 - \frac{x}{d(u)})^{1/2}$. La fonction de distribution $f_1(u, x)$ en x vérifie donc :

$$f_1(u', x)\ du' = f_o(u)\ du \qquad (I-30)$$

Soit finalement :

$$f\ (u', x) = f_o(u'(1 + \frac{x}{d(u')})) . (1 + \frac{x}{d(u')})^{-1/2} \qquad (I-31)$$

On peut ainsi déterminer l'énergie résiduelle W(x) (en J/cm^2) en fonction de la position x à l'intérieur du solide, pour une fonction $f_o(u)$ maxwellienne monodirectionnelle contenant initialement une énergie W_o(J/cm^2) dans les électrons de température T_H . L'integration de I-31 donne :

$$\frac{W(x)}{W_o} = \frac{1}{W_o} \int_o^\infty f(u',x)u'du' = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_{\alpha^{1/2}}^\infty t^{-1/2}(t-\alpha)^{1/2}\exp(-t)dt \qquad (I-31)$$

C'est cette fraction d'énergie résiduelle que nous avons reporté sur la figure I-7 en fonction de l'abcisse réduite $\alpha = \frac{x}{d_H}$; d_H étant la distance d'arrêt correspondant à une énergie initiale égale à kT_H. On remarquera que le dépôt d'énergie s'effectue sur près de $10.d_H$: physiquement, cela résulte de la contribution, non négligeable au flux d'énergie, des électrons dont l'énergie est bien supérieure à kT_H.

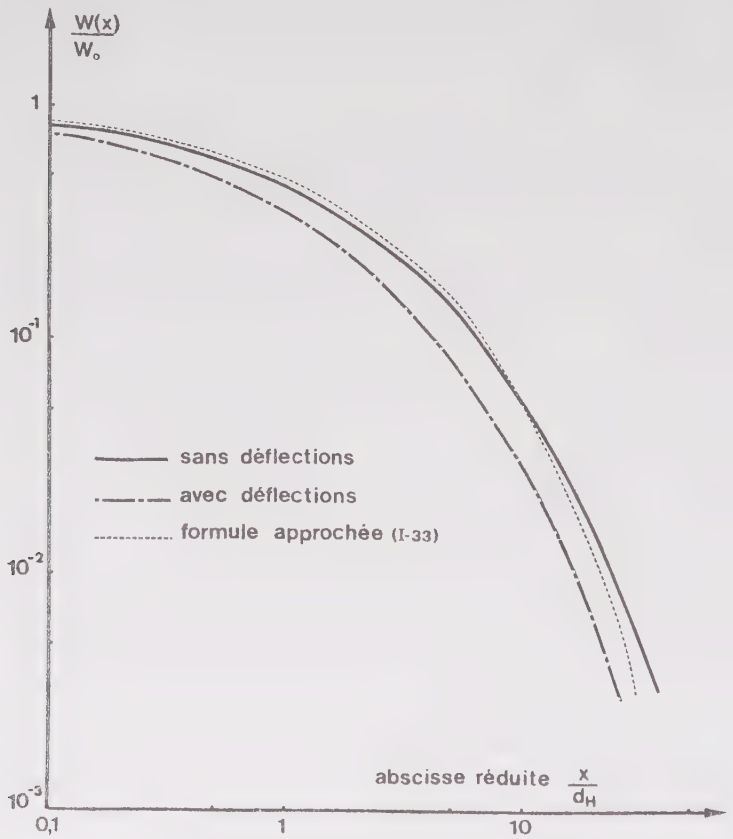


Figure I-7 : Energie résiduelle W(x) d'une population électronique répartie initialement suivant une distribution maxwellienne se propageant à l'intérieur de la cible, en fonction de l'abcisse réduite $\frac{x}{d_H}$. (d_H : distance d'arrêt d'un électron d'énergie initiale égale à kT_H . Cf. équation I-29).

On pourrait améliorer ce modèle très simple en tenant compte de l'appauvrissement du faisceau transmis sur une distance x, du fait de l'élimination d'électrons par les déflections résultantes de collisions élastiques et inelastiques [30]. Sur la figure I-7, on a reporté le résultat correspondant pour $\frac{W(x)}{W_o}$. Nous avons pour cela utilisé les formules de transmission données par ZELLER et RUSTE [30] pour le cas du polystyrène ($\overline{Z} = 3.5$). On peut constater que cette correction reste faible : ceci résulte du Z faible du matériau utilisé.

Remarque :

Dans le cas d'un matériau à Z élevé, le modèle très simple utilisé ici n'est plus valable. La résolution de l'équation complète de diffusion montre que le dépôt maximum d'énergie s'effectue à des distances de la source qui diminuent lorsque Z augmente [31]. Une estimation approximative de cet effet s'obtient en utilisant le modèle simple précédemment décrit où l'on modifie la distance d'arrêt d donnée par I-28 en la multipliant par $4\left[3(1 + Z)\right]^{-1/2}$ [32]. Physiquement, ce processus est analogue à "une marche au hasard" : un électron effectuant Z collisions ioniques avant d'en effectuer une avec un autre électron, la distance parcourue entre deux collisions e - e est par conséquent $\sqrt{Z}$ fois la distance parcourue entre deux collisions e - i qui vaut $\frac{d}{Z}$.

Il résulte du dépôt d'une énergie dW dans une tranche de solide d'épaisseur dx, une température T(x) donnée par (on suppose $T_e = T_i$) :

$$\frac{dW}{dx} = \frac{3}{2}(n_e + n_i)kT(x) \qquad \text{(I-32)}$$

On peut utiliser une formule approchée donnant W(x) à partir de II-31. Pour $0.1 \lesssim \frac{x}{d} \lesssim 20$, on obtient :

$$W(x) \simeq W_o \exp(-0.7(\frac{x}{d_H})^{0.62}) \qquad \text{(I-33)}$$

Soit en définitive pour T(x) :

$$T(x)(keV) \simeq 2.4 \cdot \frac{W_o(J/cm^2)}{T_H^2(keV)} \left(\frac{x}{d_H}\right)^{0.38} \exp\left(-0.7\left(\frac{x}{d_H}\right)^{0.62}\right) \qquad (I\text{-}34)$$

A.N. : Par exemple pour $W_o = 10^4 J/cm^2$ avec $T_H = 10$ keV ; pour du polystyrène, $\rho = 1 g/cm^3$; on obtient $d_H \simeq 2.5$ µm et $T_e = 120$ eV pour $x = d_H$.

Ces calculs analytiques ne remplacent évidemment pas les simulations hydrodynamiques qui incorporent un traitement multigroupe du transport des électrons rapides. Ils permettent néanmoins d'apprécier simplement les ordres de grandeur de ces paramètres essentiels qui sont les distances d'arrêt et les températures de préchauffage.

I - D-3. INHIBITION DES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES

Nous avons vu au § I - D.2 que si aucun processus n'intervenait pour maintenir les électrons rapides dans la couronne sous-dense, ceux-ci perdaient essentiellement leur énergie par thermalisation dans les zones denses. Nous examinons ici différents mécanismes susceptibles de maintenir les électrons rapides dans la couronne et dont la conséquence est l ' augmentation de l'énergie totale dans les ions rapides. On peut donc qualifier "d'inhibition" l'effet de ces différents processus qui empêchent la propagation de ces électrons vers les zones denses.

a) Effet du champ magnétique

Il est facile de constater que la présence d'un champ magnétique dans la couronne est très efficace pour ralentir la propagation des électrons rapides. Il suffit d'évaluer le paramètre $\Omega\tau$ (équ. I-15) dont on a vu l'effet sur le coefficient de diffusion qui est réduit d'un facteur $(\Omega\tau)^2$ (cf. § I - B.1). Ainsi, pour $n_e = 10^{21} cm^{-3}$, B = 1 MG , $\overline{Z} = 3.5$ et $T_H = 10$ keV , on obtient $\Omega\tau = 180$. Or, dans ces conditions, l'électron n'étant pas collisionnel, l'emploi du paramètre $\Omega\tau$ a peu de sens. Cependant il représente également le rapport $\frac{\lambda_{ei}}{r}$ (λ_{ei} : libre parcours moyen

de collision e - i ; r : rayon de Larmor). On voit donc que la diffusion de ces électrons peut être considérablement ralentie, le rayon de gyration r devenant bien plus petit que la distance d'arrêt d_H lorsque l'énergie de l'électron devient importante (cf. équ. I-21 et 29).

Si l'on considère les configurations du champ magnétique dans la couronne sous-dense, qui ont été mises en évidence expérimentalement en cible plane [44, 45, 46, 47] et qui montrent l'existence d'un champ magnétique moyen de forme toroïdale, on peut imaginer un effet de confinement dans les zones de champ fort qui augmenterait ainsi la durée de vie des électrons. De même, on peut envisager un confinement possible entre ce champ magnétique et le bord extérieur du plasma où les électrons sont réfléchis par les effets de charge d'espace [48].

Nous reviendrons sur ces questions au chapitre V, où nous montrerons que l'observation expérimentale d'une importante fraction d'énergie dans les ions rapides est compatible avec cette interprétation.

b) Effet du champ électrique assurant la nullité du courant dans le milieu

Dans une géométrie à une dimension, il est indispensable que la somme de courants électriques présents dans le milieu soit nulle. Lorsque le courant j_H associé aux électrons rapides pénètrera dans le solide, il apparaîtra un courant j_C associé aux électrons froids du milieu qui annulera j_H. Compte tenu de la conductivité électrique locale σ du milieu, le courant froid sera assuré par un champ électrique tel que : $\vec{j}_C = \sigma\vec{E}$. Par conséquent la pénétration d'un électron rapide d'énergie kT_H sera stoppée sur une distance l telle que : $El \sim kT_H$. Si on admet que le courant j_H d'électrons chauds transporte un flux d'énergie I_a tel que $I_a \approx J_H \cdot \frac{kT_H}{e}$, on obtient finalement pour la distance d'arrêt "électrostatique" l [49] :

$$l \approx \frac{kT_H}{j_H}\sigma = \frac{\alpha\sigma_o (kT_H)^2 (kT_C)^{3/2}}{Z \cdot e \cdot I_a} \qquad \text{(I-35)}$$

Dans cette expression la conductivité σ s'exprime sous la forme $\sigma = \frac{\alpha\sigma_o}{Z} (kT_C)^{3/2}$. Le coefficient α étant un coefficient inférieur à 1, qui représenterait une diminution de la conductivité due à l'existence d'une éventuelle turbulence acoustique générée par ce courant de retour (cf. § I - C.1).

En unités pratiques l devient :

$$l(\mu m) \approx 60. \alpha . \frac{T_H^2 (keV)\ T_C^{3/2} (keV)}{Z . (\frac{I_a}{10^{14}} W/cm^2)} \qquad (I\text{-}36)$$

Pour certaines valeurs des paramètres entrant dans I-36, il est possible d'obtenir $l < d$; mais les simulations numériques fluides [50] ou particulaires [51] montrent que cet effet ne persiste pas très longtemps car le milieu s'échauffe très rapidement, principalement par dissipation de courant de retour. La conductivité électrique σ augmentant alors rapidement, le champ électrique E assurant le courant de retour diminue ; on aboutit facilement à $l > d$.

Cet effet se manifesterait donc essentiellement pour des impulsions laser de très courte durée, tant que le milieu dense reste froid. Il y a donc possibilité de réflection électrostatique des électrons rapides dans ces conditions avec pour conséquence, augmentation de l'énergie dissipée en accélération d'ions rapides [52].

On remarquera que cet effet électrostatique a été mis en évidence expérimentalement [53] ; en modifiant artificiellement la conductivité électrique de milieu, il a été observé une modification résultante de la distance d'arrêt électronique.

RÉFÉRENCES

(CHAPITRE I)

1. L. SPITZER, Jr., and R. HARM, Phys. Rev. 89, 977 (1953).

2. D.R. GRAY and J.D. KILKENNY, Plasma Phys. 22, 81 (1980).

3. D. SHVARTS, J. DELETREZ, R.L. McCRORY, C.P. VERDON, 11eme Annual Anomalous Absorption Conference, Montréal - Juin 1981 ; Phys. Rev. Lett. 47, 247 (1981).

4. R.C. MALONE, R.L. McCRORY and R.L. MORSE, Phys. Rev. Lett. 34, 721 (1975).

5. A.R. BELL, R.G. EVANS and D.J. NICHOLAS, Phys. Rev. Lett. 46, 243 (1981).

6. R.J. MASON, Phys. Rev. Lett. 42, 239 (1979) ; 43, 1795 (1979) ; Phys. Fluids. 23, 2205 (1980).
LASL Report LA - UR - 81 - 95.

7. G.E. MAX, Ecole d'Eté des Houches - Juillet 1980, Cours n° 3 "Génération de champs magnétiques par laser".

8. P. MORA and R. PELLAT, Phys. Fluids 22, 2408 (1979).

9. J.J. THOMSON, C.E. MAX, ESTABROOK, Phys. Rev. Lett. 35, 663 (1975) ; R. BEZZERIDES et al., Phys. Rev. Lett. 38, 495 (1977).

10. D.A. TIDMAN and R. SHANNY, Phys. Fluids 17, 1207 (1974).

11. A. RAMANI and G. LAVAL, Phys. Fluids. 21, 980 (1978).

12. S.J. BRAGINSKII, Review of Plasma Physics (Consultants Bureau, N.Y.1966).

13. C.E. MAX, W.M. MANHEIMER and J.J. THOMSON, Phys. Fluids. 21, 128 (1978).

14. E.W. FORSLUND, J. Geophys. Res. 75, 17 (1970).

15. R.J. BICKERTON, Nucl. Fusion 13, 457 (1973).

16. W.M. MANHEIMER, Phys. Fluids. 20, 265 (1977).

17. B.D. FRIED and R.W. GOULD, Phys. Fluids. 4, 139 (1961).

18. P. MONCHICOURT and P.A. HOLSTEIN, Phys. Fluids 23, 1476 (1980).

19. Rapport du CECAM WORKSHOP 1979 (non publié).

20. E.L. LINDMAN, Journal de Physique C6-9 (1977).

21. D.R. GRAY et al., Phys. Rev. Lett. 39, 1970 (1977).

22. C. STENZ, Thèse d'Etat, Université de Paris XI - 1980 -

23. E.S. WEIBEL, Phys. Rev. Lett. 2, 83(1959).

24. T. YABE, Annual Report ILE-APR-78 (Osaka University) page 127.

25. T. OKADA, T. YABE and K. NIU, J. Plasma Physics 20, 405 (1978).

26. P. MORA, Communication Privée.

27. K. ESTABROOK and W.L. KRUER, Phys. Rev. Lett. 39, 284 (1977).

28. L. SPITZER, Physics of fully ionized gases (Wiley Interscience - 1962).

29. H. BETHE and J. ASHKIN, Experimental Nuclear Physics (Wiley - 1953).

30. C. ZELLER et J. RUSTE, Revue de Physique Appliquée 4, 441 (1976).

31. L.V. SPENCER, Phys. Rev. 98, 1597 (1955).

32. G.J. CAPORASO and S.S. WILSON, Lawrence Livermore Laboratory report n° 83308 (1978).

33. A.V. GUREVITCH, L.V. PARIISKAYA, L.P. PITAEVSKII, Sov. Phys. JETP 22, 449 (1966) ; idem 27, 476 (1968).

34. J.E. ALLEN, J.G. ANDREWS, J. Plasma Phys. 4, 187 (1970).

35. R. SIGEL, Summer School St Andrews (1979) - Lecture notes.

36. L.M. WICKENS, J.E. ALLEN, J. Plasma Phys. 14, 65 (1975).

37. L.M. WICKENS, J.E. ALLEN and P.T. RUMSBY, Phys. Rev. Lett. 41, 243 (1978)

38. P. MORA et R. PELLAT, Phys. Fluids 22, 2300 (1979).

39. W.L. KRUER, Lawrence Livermore Laboratory Report N° 77731 (1975).

40. T.L. MORSE and C.W. NIELSON, Phys. Fluids 16, 909 (1973).

41. J.R. ALBRITTON, I.B. BERNSTEIN, E.J. VALEO and E.A. WILLIAMS, Phys. Rev. Lett. 39, 1536 (1977).

42. M.A. TRUE, Paper 6-7, Abstracts of Anomalous Abs. Conf. (Montréal Juin 1981).

43. K.A. BRUCKNER and Y.T. LEE, Nucl. Fusion 19, 1431 (1979).

44. A. RAVEN, O. WILLI and P.T. RUMSBY, Phys. Rev. Lett. 41, 554 (1978).

45. Y. SĄKAGAMI, H. KAWAKAMI, S. NAGAO and C. YAMANAKA, Phys. Rev. Lett. 42, 839 (1979).

46. J. BRIAND, R. BOURGADE, Rapport GRECO 1980, page 83.

47. M.G. DROUET and H. PEPIN, Appl. Phys. Lett. 28, 426 (1976).

48. N.H. BURNETT et al., Paper 4-10 Anomalous Abs. Conf. (Montréal 1981).

49. K. BRUCKNER, Ecole d'été des Houches - Juillet 1980.

50. T. YABE et al., Research Report ILE 800 SP (1980) (Osaka University).

51. R.J. MASON, Phys. Rev. Lett. 43, 1795 (1979) ; Rapport LA-UR-80-914 (non publié).

52. E.J. VALEO and I.B. BERNSTEIN, Phys. Fluids. 19, 1348 (1976).

53. D.J. BOND, J.D. HARES, J.D. KILKENNY, Phys. Rev. Lett. 45, 252 (1980).

CHAPITRE II

ETUDE DES ECOULEMENTS PRODUITS PAR LASER

* * * * *

Page

PLAN DU CHAPITRE

INTRODUCTION 49

II - A ETUDE DES ECOULEMENTS PLANS 49

A-1. Généralités - Différents types d'écoulements 49

A-2. Structure globale de l'écoulement plan 52

A-3. Hypothèses du modèle - Equations de base 53

A-4 Solutions de l'écoulement dans la zone sous-critique 55

a) Non stationnarité 55

b) Ecoulement isotherme 56

c) Ecoulement adiabatique 59

d) Critère d'existence d'un écoulement isotherme 61

A-5. Etude de discontinuités à la surface critique 62

A-6. Solutions dans la zone de conduction 65

a) Cas d'un écoulement non-flux-limité 65

1) Solution globale

2) Longueur de la zone de conduction. Temps d'établissement de la structure

b) Ecoulement en régime flux-limité 71

1) Conditions d'apparition de la limitation du flux

2) Bilan énergétique

3) Longueur de la zone de conduction. Temps d'établissement de la structure en régime flux-limité

4) Interprétation physique de l'effet de la limitation du flux de chaleur

A-7. Etude de l'onde de choc entretenue par la déflagration 77

A-8. Application de cette étude à l'accélération de cibles minces

Rendement hydrodynamique 79

A-9. Comparaison avec les résultats de simulations numériques 83

a) Critère d'apparition du régime de flux-limite 84

b) Comparaison des propriétés de la discontinuité. Effet du mode de dépôt de l'énergie à la densité critique 85

c) Comparaison des rendements hydrodynamiques 90

A-10. Discussion de la validité de certaines hypothèses 92

a) Effet de la force d'inertie sur la pression d'ablation 93

b) Effet de la force d'inertie sur le bilan énergétique total 94

II - B ETUDE DES ECOULEMENTS EN GEOMETRIE SPHERIQUE 95

B-1. Ecoulement en régime de conduction thermique non-flux-limité 96

a) Résolution numérique 97

b) Application des résultats au calcul du rendement hydrodynamique d'accélération de coquilles 100

B-2. Ecoulement en présence de conduction thermique limitée 101

II - C VALIDITE DES MODELES PRECEDENTS - CAS DE L'ABSORPTION NON-LOCALISEE A LA DENSITE CRITIQUE 105

C-1. Critère d'apparition d'une absorption non-localisée à la surface critique 105

C-2. Modifications de l'écoulement 106

II - D CONCLUSIONS 108

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous étudions les écoulements résultant de l'interaction d'un laser et d'une cible initialement solide. Nous nous intéressons plus particulièrement aux grandeurs macroscopiques telles que la pression d'ablation P_a ou le flux de masse $\dot{m}$; ces grandeurs étant indispensables pour le calcul des vitesses d'accélération de cibles ou la détermination des rendements hydrodynamiques d'accélération.

Les expériences réalisées dans ce domaine ont essentiellement été réalisées en géométrie plane. C'est pour cette raison que nous étudierons dans un premier temps cette géométrie. Cette étude nous a permis de déterminer une solution originale englobant l'ensemble de l'écoulement et ainsi d'apprécier le rôle des différents paramètres tels que la conduction thermique, l'intensité ou la longueur d'onde laser dans l'écoulement.

Dans une deuxième partie, nous rappelerons brièvement les résultats de certains modèles d'écoulement existants qui ont été obtenus en géométrie sphérique. Nous montrerons les différences essentielles entre la géométrie plane et sphérique et nous développerons à partir de ces résultats certains points originaux qui n'ont pas été abordés dans la littérature.

II-A - ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS PLANS

II-A-1. GENERALITES - DIFFERENTS TYPES D'ECOULEMENT

Le dépôt du flux laser I au voisinage de la densité critique se traduit par l'apparition d'une zone de transition dont la largeur est liée à la conduction thermique. Cette zone de transition sépare l'écoulement en deux régions : le fluide non perturbé (dont les paramètres seront indicés par 1) et le fluide chauffé (paramètres indicés par 2) en aval de la discontinuité (Voir figure II-1). Les différents types d'écoulement obtenus

résulteront de la comparaison de deux vitesses caractéristiques [1] : d'une part, la vitesse de propagation de la zone de transition v_a dans le milieu non perturbé, et, d'autre part, la vitesse de propagation d'une onde de choc v_c dans ce même milieu.

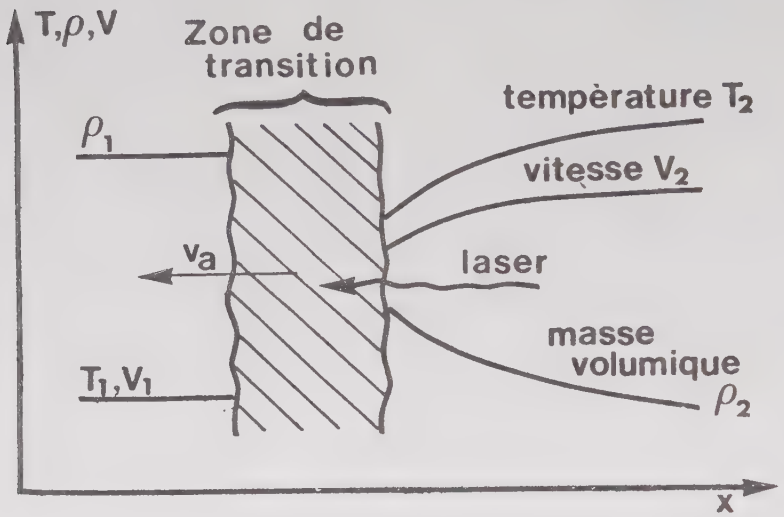


Figure II-1 : Principe de la structure de l'écoulement résultant de l'interaction laser-matière. La discontinuité assurant la transition entre le solide perturbé et le plasma en détente se déplace à la vitesse v_a dans le repère du solide.

On peut estimer v_a en remarquant que le flux laser absorbé I sert à chauffer le milieu (1) et le porte dans un état de température T_2 et d'enthalpie h_2.

En négligeant l'enthalpie initiale h_1 du milieu (1) on a alors :

$$\rho_1 v_a h_2 \simeq I \quad \text{soit} \quad v_a \sim \frac{I}{\rho_1 h_2} \qquad \text{(II-1)}$$

D'autre part, la vitesse caractéristique de propagation d'une onde de choc dans le milieu (1) résultant de la pression P_2 appliquée par le milieu (2) est [2] :

$$v_c \approx \left(\frac{P_2}{\rho_1}\right)^{1/2} \qquad \text{(II-2)}$$

a) $v_a > v_c$: Mode supersonique - Détonations

Dans ce cas, cette zone de transition (ou encore onde de chaleur) est plus rapide que l'onde de choc ; le passage de la matière dans cette zone a pour effet d'augmenter la densité ($\rho_2 > \rho_1$). C'est le régime dit "de détonation" rencontré dans certaines combustions chimiques [3] ou dans les propagations de "fronts d'ionisation" en astrophysique. Ce mode apparaît lors de l'absorption d'une intensité laser I importante sur un milieu de densité initiale faible (Cf. formule II-1) : c'est le cas par exemple dans la phase initiale du claquage laser dans un gaz [4].

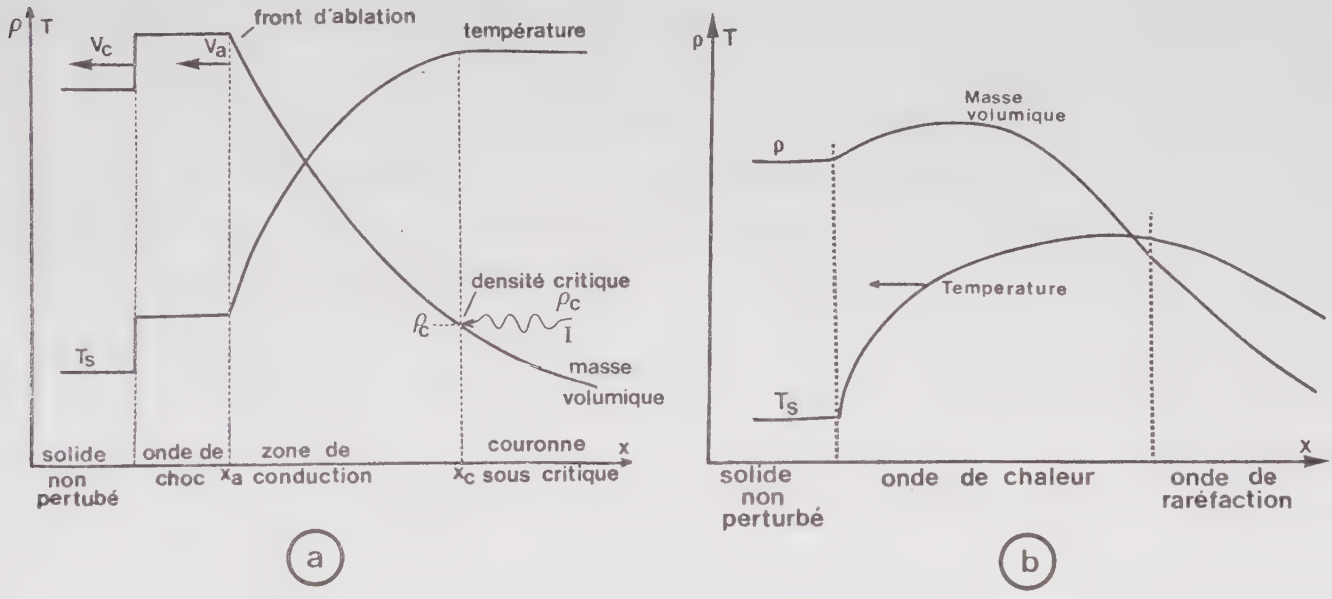


Figure II-2 : a) Structure globale de l'écoulement dans l'interaction laser-matière. On distingue les trois zones caractéristiques : l'onde de choc supersonique, la zone de conduction subsonique, la couronne sous-critique.

b) Structure de l'écoulement dans le cas d'une onde de chaleur supersonique. L'onde de choc n'existe pas et le milieu dans l'onde de chaleur est légèrement comprimé.

b) $v_a < v_c$: Mode subsonique. Déflagrations

Dans ce cas l'onde choc se propage plus rapidement que la zone de transition. Cette dernière se déplace alors dans un milieu préconditionné par le passage de l'onde de choc. La vitesse de la zone de transition étant subsonique, on peut montrer [1] que $\rho_2 < \rho_1$; c'est le régime dit de "déflagration". Compte tenu de la dépendance de v_a avec l'intensité absorbée et la densité du milieu, ce sera ce type d'écoulement que l'on rencontrera lors de l'irradiation de cibles solides ($\rho_1 \approx$ quelques grammes/cm^3) aux flux lasers généralement utilisés.

Remarque :

En fait il est possible d'observer un mode supersonique lors de l'irradiation d'une cible solide par un laser. On peut montrer qu'un tel effet est transitoire; typiquement, pour un flux absorbé constant de 10^{14} W/cm^2, une onde de chaleur supersonique subsiste pendant 0.5 ps et parcourt 0.1 µm dans le solide [5].Au-delà de ce temps, la détente du solide chauffé intervient, et le régime de déflagration subsonique se met en place.

On peut aussi considérer que le préchauffage du solide par des électrons suprathermiques soit également assimilable à une propagation supersonique transitoire de l'onde de chaleur. (Cf. § I-D.2).

II - A-2. STRUCTURE GLOBALE DE L'ECOULEMENT PLAN

Nous venons de voir que l'écoulement résultant de l'irradiation d'une cible solide par un laser se caractérisait par une zone assurant la transition entre la surface critique et le solide, précédée par une onde de choc dans le solide. Le schéma de cette structure globale est présenté sur la figure II-2a , où sont indiquées les notations concernant les différentes zones que nous allons étudier par la suite : onde de choc, la zone de conduction et la couronne sous-critique.

II - A-3. HYPOTHESES DU MODELE - EQUATIONS DE BASE

Notre but étant de déterminer analytiquement l'ensemble des paramètres régissant cet écoulement, nous admettrons certaines hypothèses simplificatrices :

a) Nous admettrons que l'écoulement du fluide dans la zone de conduction atteint un régime stationnaire. Nous montrerons par ailleurs que l'écoulement dans la zone sous-critique ne peut pas être stationnaire ; ce qui impliquera nécessairement certaines conditions de raccord entre ces deux zones au niveau de la densité critique.

b) Nous supposerons l'égalité des températures électronique et ionique. Il s'avère que cette hypothèse est d'autant mieux vérifiée que la longueur d'onde du laser est courte. En fait, cette hypothèse simplificatrice n'enlève rien à la généralité des résultats.

c) Il est également supposé que l'absorption s'effectue entièrement à la surface critique ; l'énergie étant déposée dans la population thermique électronique. On néglige donc toute possibilité de génération d'électrons suprathermiques ainsi que l'absorption par Bremsstrahlung inverse. Ce dernier point est criticable dans le cas de lasers à courte longueur d'onde. Il sera discuté au § II-C.

d) Nous admettrons également que la couronne (définie comme étant la zone sous-critique) est isotherme. En fait, cette hypothèse intervient dans le bilan énergétique global de l'écoulement. Nous définirons un critère pour réaliser cette condition. Les conséquences de la situation opposée (à savoir l'existence d'une détente adiabatique dans la couronne) seront également examinées.

Le système d'équations régissant l'écoulement stationnaire du fluide en géométrie plane est très simple [3, 14] :

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho v) \qquad \text{(II-3)}$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) = -\frac{\partial}{\partial x}(P + \rho v^2) + \rho G - \frac{I}{c}\delta(x - x_c) \qquad \text{(II-4)}$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3P}{2} + \frac{\rho v^2}{2}\right) = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho v\left(h + \frac{v^2}{2}\right) + q\right) + \rho v G + I\,\delta(x - x_c) \qquad \text{(II-5)}$$

L'équation II-3 traduit la constance du flux de masse $\rho v = \overset{\circ}{m}$ de l'écoulement. Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (II-4), $\frac{I}{c}$ représente dans une forme simplifiée l'effet de la force pondémotrice liée au transfert de quantité de mouvement du rayonnement absorbé [6] alors que ρG traduit les forces d'inertie résultant de l'accélération du repère dans lequel sont écrites ces équations. Nous résolvons tout d'abord ces équations en négligeant ces deux forces. L'effet de ces deux forces sera étudié au § II-A-10. La pression cinétique P est déterminée par la relation :

$$P = n_e kT_e + n_i kT_i = \rho\left(\frac{Z+1}{Am_o}\right)kT = \rho c^2 \qquad \text{(II-6)}$$

Nous avons introduit la vitesse du son isotherme $c = \left(\frac{P}{\rho}\right)^{1/2} = \left(\frac{(Z+1)}{Am_o}kT\right)^{1/2}$ où Z et Am_o représentent respectivement la charge moyenne et la masse de l'ion du plasma.

Dans l'équation de conservation de l'énergie (II-5), l'enthalpie h (Joule/Kg) s'exprime simplement dansle cas d'un fluide parfait par la relation :

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1}c^2 \qquad \text{(II-7)}$$

La constante γ de gaz parfait sera égale dans la suite à $\frac{5}{3}$.

L'expression du flux de chaleur q dépendra de l'existence d'une limitation du flux de chaleur dans l'écoulement. Il sera égal au minimum du flux classique et du flux limite, suivant la formulation usuelle (Cf. I-10) :

$$q = \min\begin{cases} -K_o T^{5/2}\cdot\dfrac{dT}{dx} \\ -5\,\Phi\rho c^3\cdot\dfrac{\frac{dT}{dx}}{\left|\frac{dT}{dx}\right|} \equiv 0.6\, f\, n_e\, v_e\, kT\cdot\dfrac{\frac{dT}{dx}}{\left|\frac{dT}{dx}\right|} \end{cases} \qquad \text{(II-8)}$$

Dans cette expression, on a également écrit le flux limite en utilisant les variables fluides ρ et c (Cf. § I-A). De l'identité de ces deux formulations, on obtient la relation entre les deux facteurs de flux limite f et Φ :

$$f = 0.195 \frac{(Z + 1)^{3/2}}{Z.A^{1/2}} \Phi \qquad \text{(II-9)}$$

Pour un corps totalement ionisé (excepté l'hydrogène) $\frac{Z}{A} \simeq \frac{1}{2}$ et nous aurons la relation : $f \simeq 0.14 \Phi$.

Enfin, dans l'expression II-5, $I \delta(x - x_c)$ représente le dépôt de l'intensité laser I à la densité critique située à l'abcisse x_c .

II-A-4. SOLUTIONS DE L'ECOULEMENT DANS LA ZONE SOUS-CRITIQUE

Nous allons d'abord résoudre l'écoulement dans la zone sous-dense ; cela déterminera certaines conditions aux limites à la densité critique, imposant ainsi les conditions de raccord avec les solutions de la zone de conduction.

a) L'écoulement doit être non-stationnaire dans la zone sous-dense en géométrie plane :

En effet l'équation II-4 admet une solution évidente qui est :

$$P + \rho v^2 = cte = P_o + \rho_o v_o^2 \qquad \text{(II-10)}$$

P_o , ρ_o , v_o étant la valeur de la pression, densité et vitesse en un point quelconque. Compte tenu de $\dot{m} = \rho v$ = constante (Cf. II-3) on obtient :

$$P + \dot{m} v = P_o + \rho_o v_o^2 \qquad \text{(II-11)}$$

Or nous recherchons une solution ayant un sens physique, à savoir la densité doit s'annuler à l'infini. Dans ce cas $v = \frac{\dot{m}}{\rho} \to \infty$; d'autre part,

la pression s'annulant également à l'infini, l'équation II-11 ne pourra donc pas être satisfaite dans toute la zone sous-dense.

Cette contradiction ne peut être levée que par l'apparition d'un écoulement non-stationnaire. Dans ce cas, les équations de conservation II-3 et II-4 deviennent évidemment :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0 \qquad \text{(II-12)}$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x}\right) = - \frac{\partial P}{\partial x} \qquad \text{(II-13)}$$

Pour permettre une résolution analytique de l'écoulement dans cette zone, l'équation de conservation de l'énergie II-5 sera remplacée par une hypothèse simple décrivant la température du milieu. Nous supposerons tout d'abord cette couronne isotherme. Cela signifie qu'il existe un flux de chaleur suffisant au niveau de la surface critique pour empêcher le refroidissement de cette zone en détente. Dans la situation opposée où ce flux de chaleur est nul, l'écoulement pourra alors être considéré comme adiabatique. Examinons ces deux possibilités.

b) Ecoulement isotherme

De nombreux auteurs [7, 10] ont étudié cette situation. Comme il n'existe pas de longueur caractéristique dans l'écoulement, les solutions obtenues ne dépendent que du paramètre autosimilaire $\frac{x}{t}$ qui est caractéristique de conditions d'écoulements où seuls des paramètres de vitesse apparaissent (par exemple la vitesse du son isotherme c du milieu).

Rappelons les solutions obtenues dans le cas d'un plasma isotherme occupant initialement (à t = 0) le demi-espace $-\infty < x < 0$ (Voir figure II-3a). La vitesse du plasma v et sa densité ρ, sont données par les relations suivantes :

$$v = c + \frac{x}{t} \qquad \text{(II-15)}$$

$$\rho = \rho_o \exp\left(-\frac{v}{c}\right) \qquad \text{(II-16)}$$

ρ_o étant la densité de la zone non perturbée du plasma.

Une caractéristique intéressante de l'écoulement isotherme qui sera utilisée comme condition de raccord à la densité critique entre la zone sous-dense et la zone de conduction au niveau de la densité critique, est que l'écoulement est sonique dans tout repère associé à une densité quelconque. En effet, d'après II-16, l'abcisse x_1 d'un repère associé à la densité ρ_1 est :

$$x_1 = - ct(1 + \log \frac{\rho_1}{\rho_o})$$

Par conséquent la vitesse v de ce repère est :

$$v_1 = \frac{dx_1}{dt} = - c \ (1 + \log \frac{\rho_1}{\rho_o}) \qquad \text{(II-17)}$$

D'après II-15, la vitesse du fluide en x_1 vaut :

$$v = c + \frac{x_1}{t} = - c \log \frac{\rho_1}{\rho_o} \qquad \text{(II-18)}$$

L'équation II-18 montre donc que $v - v_1 = c$; par conséquent l'écoulement est bien sonique par rapport au repère associé à la densité ρ_1. En particulier, la densité critique appartenant à l'écoulement isotherme remplit cette condition.

En désignant par x_c l'abcisse de la densité critique, les solutions II-15 et II-16 s'écrivent encore :

$$v(x) = c + \frac{x - x_c}{t} \qquad \text{(II-19)}$$

$$\rho(x) = \rho_o \exp \left(\frac{x_c - x}{ct}\right) \qquad \text{(II-20)}$$

Envisageons maintenant l'aspect énergétique de cet écoulement. L'écoulement ne peut rester isotherme que s'il existe un flux de chaleur qui maintient la température de la couronne qui a tendance à se refroidir par la détente. L'utilisation de II-5, compte tenu de II-19 et II-20, permet de calculer ce flux q :

$$q = \frac{\partial}{\partial t} \int_{x_c}^{\infty} \left(\frac{3}{2} P(x) + \rho \frac{v^2}{2}\right) dx - 3 \rho_c c^2 = \rho_c c^3 \qquad \text{(II-21)}$$

Ce résultat a également été obtenu dans le cas d'un plasma en détente autosimilaire en régime non-collisionnel [11]. Ainsi donc, une fraction du flux laser absorbé à la surface critique sert à maintenir la couronne à température constante. Cet effet interviendra évidemment dans le bilan énergétique global.

Dans la situation inverse où le flux de chaleur alimentant la couronne est négligeable, la détente peut être considérée comme adiabatique. Nous allons tout d'abord étudier l'écoulement résultant ; ensuite nous établirons un critère qui, compte tenu des conditions de flux absorbé et de longueur d'onde, indiquera le régime que l'on doit observer.

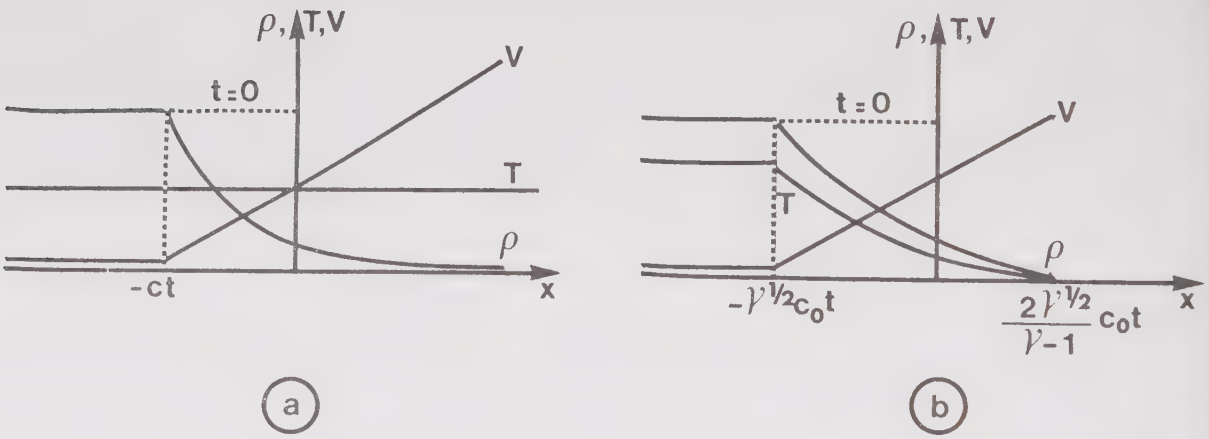


Figure II-3 : Solutions d'une détente autosimilaire :

a) Détente isotherme : il n'existe pas de bord défini entre le plasma et le vide.

b) Détente adiabatique : le bord du plasma défini par $\rho = 0$ se déplace à la vitesse $\frac{2\gamma^{1/2}}{\gamma-1} c_o$.

c) Ecoulement adiabatique

Les équations de conservation sont identiques aux équations II-12 et II-13. Seule l'équation d'état reliant la pression à la densité est modifiée. Contrairement à l'écoulement isotherme où $P = \rho c^2 = \rho(\frac{(Z+1)kT}{Am_o})$, avec c = cte, nous avons maintenant [3] :

$$P = P_o \left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^\gamma \qquad \text{(II-22)}$$

P_o et ρ_o représentant respectivement la pression et la masse volumique du plasma non perturbé occupant initialement le demi-espace $-\infty < x < 0$. En introduisant la variable auto-similaire $\frac{x}{t}$, on obtient aisément les solutions du système d'équations II-12 et II-13, compte tenu de l'équation d'état II-22 :

$$v = \gamma^{1/2} . c + \frac{x}{t} \qquad \text{(II-23)}$$

$$v = \frac{2\gamma^{1/2}}{\gamma - 1} (c_o - c) \qquad \text{(II-24)}$$

Contrairement à la détente isotherme, maintenant la vitesse du son c dépend de la variable $\frac{x}{t}$. Compte tenu de II-23 et II-24, on obtient :

$$c = \frac{2}{\gamma+1} \left(c_o - \frac{\gamma - 1}{2\gamma^{1/2}} . \frac{x}{t}\right) \qquad \text{(II-25)}$$

Puis, en éliminant c dans II-23 :

$$v = \frac{2}{\gamma + 1} \left(\gamma^{1/2} c_o + \frac{x}{t}\right) \qquad \text{(II-26)}$$

c_o étant la vitesse du son isotherme du milieu non perturbé.

D'autre part, il résulte de II-22 et du fait que $P = \rho c^2$, la relation suivante :

$$\rho = \rho_o \left(\frac{c}{c_o}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \qquad \text{(II-27)}$$

Si l'on tient compte de II-25, la dépendance de la masse volumique avec

$\frac{x}{t}$ sera finalement :

$$\rho = \rho_o \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma^{1/2} c_o} \frac{x}{t} \right) \right]^{\frac{2}{\gamma-1}} \qquad \text{(II-28)}$$

Cet écoulement adiabatique se caractérise par l'existence d'une frontière entre le plasma et le vide se déplaçant avec une vitesse finie dans le repère du laboratoire. Cette vitesse v_f s'obtient lorsque $c = 0$. A l'aide du II-24 on obtient :

$$v_f = \frac{2\gamma^{1/2}}{\gamma - 1} c_o \qquad \text{(II-29)}$$

Un exemple de cet écoulement est représenté sur la figure II-3 b.

De même que pour une détente isotherme, on peut montrer qu'un écoulement adiabatique est toujours sonique par rapport à un repère associé à une densité donnée. Mais dans ce cas, c'est la vitesse du son adiabatique $(\gamma \frac{P}{\rho})^{1/2} = (\gamma c)^{1/2}$ dont il faut tenir compte et non pas la vitesse du son isotherme $(\frac{P}{\rho})^{1/2}$. Par conséquent, lorsque la densité critique appartiendra à un écoulement adiabatique, les conditions aux limites de l'écoulement entre la zone d'ablation et la zone sous-dense seront ici encore complètement déterminées. La densité critique se situant à x_c , l'expression des différents paramètres pour $x > x_c$ sera donc :

$$v = \gamma^{1/2} c_o + \frac{2}{\gamma + 1} \left(\frac{x - x_c}{t} \right) \qquad \text{(II-30)}$$

$$c = c_o - \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)\ \gamma^{1/2}} \left(\frac{x - x_c}{t} \right) \qquad \text{(II-31)}$$

$$\rho = \rho_c \left(\frac{c}{c_o} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}} = \rho_c \left[1 - \frac{(\gamma - 1)}{2\gamma^{1\,2} c_o (\gamma+1)} \left(\frac{x - x_c}{t} \right) \right]^{\frac{2}{\gamma-1}} \qquad \text{(II-32)}$$

c_o étant la vitesse du son isotherme à la densité critique.

d) Critère d'existence d'une détente isotherme

Nous avons vu au § b que l'écoulement ne pouvait rester isotherme que s'il existait un flux de chaleur q à la densité critique équilibrant le flux d'énergie cinétique de l'écoulement global. Supposons que ce flux de chaleur q résulte de la présence "fictive" dans le milieu d'un gradient de température caractérisé par une longueur de gradient L_T . On peut alors écrire :

$$q = K_o T^{5/2} \frac{dT}{dx} \simeq K_o \frac{T^{7/2}}{L_T} \qquad \text{(II-33)}$$

Compte tenu de l'expression de q (équ. II-21), la longueur de gradient nécessaire à l'existence de q est alors :

$$L_T \simeq \frac{K_o T^{7/2}}{\rho_c c^3} \qquad \text{(II-34)}$$

On pourra considérer la détente comme isotherme si L_T est très supérieur à l'échelle caractéristique de l'écoulement qui est d'après II-20 la longueur de gradient de densité c.τ (τ étant la durée de l'impulsion laser) Ecrivons donc que $L_T >> c\tau$; on obtient alors une condition sur T qui est :

$$T >> \left(\frac{\tau \rho_c}{K_o}\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{(Z+1)k}{A m_o}\right)^{4/3} \qquad \text{(II-35)}$$

On constate donc que la température de la couronne doit être suffisamment élevée pour que la conductivité thermique résultante puisse entretenir la détente isotherme.

Anticipons sur les résultats du § II-A.6 a , où nous déterminerons la relation entre le flux absorbé I et la température de la couronne. Dans le cas où l'écoulement n'est pas "flux limité", nous obtiendrons $I = 4 \rho_c c^3 = f(T)$ (Cf. II-55). En reportant T dans II-35, il vient :

$$I >> \frac{4\tau \rho_c^2}{K_o} \cdot \left(\frac{(Z+1)k}{A m_o}\right)^{7/2}$$

Ou encore en unités pratiques (nous utiliserons par la suite $K_o \simeq 10^{-11}$u.MKSA)

$$I\ (W/cm^2) \gg 2.10^{12} \cdot \frac{\tau\ (ns)}{\lambda^4(\mu m)} \quad \text{pour} \quad A = 2Z \qquad (II\text{-}36)$$

On remarquera la très forte dépendance en λ ; les écoulements créés par des lasers à courtes longueurs d'onde ne seront pas parfaitement isothermes dans certaines conditions.

II - A-5. ETUDE DES DISCONTINUITES A LA SURFACE CRITIQUE

Compte tenu du dépôt d'énergie localisé à la densité critique, on doit s'attendre à observer certaines discontinuités au passage de cette densité critique des grandeurs ρ , v , T de l'écoulement ainsi que de leurs dérivés. Les relations entre ces discontinuités peuvent être obtenues à l'aide des équations II-3 à II-5 intégrées de part et d'autre de x_c . Introduisons la notation $[y] = y(x_c + \delta x) - y(x_c - \delta x) = y_2 - y_1$. L'indice 1 (ou 2) se rapportant aux grandeurs situées en $x < x_c$ (ou $x > x_c$) on obtient :

$$[\rho v] = 0 \qquad (II\text{-}37)$$

$$[\rho v^2 + \rho c^2] = 0 \qquad (II\text{-}38)$$

$$\mathring{m} \left[\frac{v^2}{2} + \frac{5}{2} c^2 \right] + [q] = I \qquad (II\text{-}39)$$

Contrairement aux calculs analogues effectués dans les références [12] à [16], où l'on impose la continuité de la température, nous supposons le contraire (donc $[T] \neq 0$). Cette hypothèse, que nous justifierons par la suite, autorise d'une part une plus grande généralité dans les caractéristiques de l'écoulement en x_c et d'autre part sera vérifiée par les différentes simulations numériques (Voir par exemple § II-A-9).

Introduisons le nombre de Mach M tel que :

$$M = \frac{v}{c} \qquad (II\text{-}40)$$

Les relations III-37 et III-38 deviennent :

$$\rho_1 M_1 c_1 = \rho_2 M_2 c_2 \qquad \text{(II-41)}$$

$$\rho_1 c_1^2 (1 + M_1^2) = \rho_2 c_2^2 (1 + M_2^2) \qquad \text{(II-42)}$$

Nous pouvons alors calculer M_2 en fonction de M_1 et de $\alpha = \frac{c_1}{c_2}$, pour les solutions correspondant aux cas physiques possibles dans ces écoulements, à savoir $M_2 \geqslant 1$ et $M_1 \leqslant 1$. On obtient :

$$M_2 = \frac{1}{2} \alpha \frac{M_1^2 + 1}{M_1} + \left[\left(\frac{1}{2} \alpha \frac{M_1^2 + 1}{M_1} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \qquad \text{(II-43)}$$

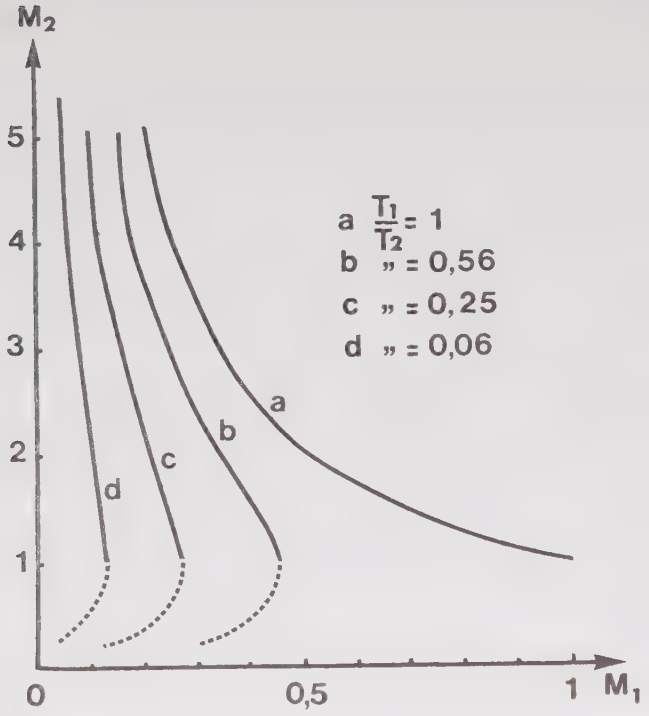


Figure II-4 : Variation du nombre de Mach M_2 de sortie en fonction du nombre de Mach M_1 à l'entrée de la discontinuité pour différentes valeurs du paramètre $\frac{T_1}{T_2}$. Seules les solutions correspondant à $M_2 \geqslant 1$ et $M_1 \leqslant 1$ ont été représentées.

La variation de M_2 en fonction de M_1 est représentée sur la figure II-4 pour différentes valeurs du rapport $T_1/T_2 = c_1^2/c_2^2 = \alpha^2$.

A l'aide de II-43, on peut voir que de telles solutions n'existent que si

$$\frac{1}{2}\,\alpha\,\frac{M_1^2 + 1}{M_1} \geqslant 1 \quad \text{ou encore :}$$

$$M_1 \leqslant \frac{1}{\alpha}\left(1 - (1-\alpha^2)^{1/2}\right) \tag{II-44}$$

D'autre part, à l'aide de II-41, le rapport de densités $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ est égal à :

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{M_2}{M_1}\,\frac{1}{\alpha} = \frac{1 + M_1^2 + \left[(1 + M_1^2)^2 - 4\,M_1^2\alpha\right]^{1/2}}{2\,M_1^2} \tag{II-45}$$

Les solutions obtenues dans la partie sous-dense de l'écoulement (Voir § II-A-4 b et c) montrent que le nombre de Mach local doit être sonique, c'est-à-dire $M_2 = 1$. Par conséquent, il résulte de II-43 une relation reliant M_1 et α :

$$M_1 = \frac{1}{\alpha}\left(1 - (1 - \alpha^2)^{1/2}\right) \tag{II-46}$$

De même dans ce cas, le rapport $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ ne dépend que de α.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{1}{(1 - (1 - \alpha^2)^{1/2})} \tag{II-47}$$

Nous voyons donc, à l'aide des équations II-46 et II-47, que lorsqu'il existera des solutions présentant des discontinuités à la densité critique et satisfaisant les conditions aux limites de la zone sous-dense, le rapport des températures ou des densités de part et d'autre de la discontinuité *ne dépendra que du nombre de Mach* M_1 . Il s'agit maintenant de déterminer M_1 ; nous allons montrer dans le paragraphe suivant que M_1 ne dépend que de la conductivité thermique.

II - A-6. SOLUTIONS DE L'ECOULEMENT DANS LA ZONE DE CONDUCTION

La caractéristique essentielle de cette zone s'étendant de la densité critique au front d'ablation est sa très grande dépendance avec la conduction thermique. Initialement BOBIN [17] et plus récemment TAKABE et al. [16] ont étudié cette zone dans le cas d'une conduction thermique classique non limitée. Nous rappelerons tout d'abord ces résultats ; compte tenu des conditions aux limites précédemment établies, il sera alors possible d'obtenir des solutions globales de l'écoulement. Nous examinerons ensuite les solutions nouvelles qui résulteront de la présence d'une conduction thermique "flux-limitée".

Indépendamment de la forme du flux de chaleur q , l'équation de conservation de l'énergie II-5 peut être intégrée pour $x < x_c$, compte tenu de II-7 :

$$\mathring{m} \left(\frac{5}{2} c^2 + \frac{v^2}{2} \right) + q = A = \text{constante} \qquad \text{(II-48)}$$

La constante d'intégration A représente la différence du flux d'énergie cinétique et d'enthalpie dirigé vers l'extérieur avec le flux de chaleur dirigé vers le solide. Elle peut être évaluée au front d'ablation : nous supposons qu'il n'existe aucun préchauffage important de la zone sous-choc car nous ne nous intéressons qu'à un régime purement ablatif. Par conséquent le flux de chaleur q_a ainsi que la vitesse du son c_a calculés au front d'ablation sont négligeables par rapport à leurs valeurs dans la couronne. Il en est de même pour la vitesse du fluide v_a au front d'ablation, car nous avons vu (§ II-A-1 b) que le front d'ablation était subsonique par rapport au solide.

Dans ces conditions, il résulte que $A = 0$. En fait, si le solide est préchauffé, les solutions dépendront du paramètre A.

a) Cas d'un écoulement non flux-limité

1) *Solution globale*

Dans ce cas, le flux de chaleur q est partout égal à $K_o T^{5/2} \frac{dT}{dx}$
Nous venons de voir que $A = 0$, l'équation II-48 devient donc :

$$\mathring{m}\left(\frac{5}{2}c^2 + \frac{v^2}{2}\right) - K_o T^{5/2}\frac{dT}{dx} = 0 \qquad \text{(II-49)}$$

Admettons d'autre part qu'il existe dans l'écoulement un point sonique caractérisé par une masse volumique ρ_o et une vitesse $v_o (= c_o)$. L'intégration des équations de conservation de la masse II-3 et du moment II-4 donne :

$$\mathring{m} = \rho v = \rho_o c_o \qquad \text{(II-50)}$$

$$v + \frac{c^2}{v} = 2\,c_o \qquad \text{(II-51)}$$

La solution de II-51 assurant une solution physique au problème, à savoir une vitesse nulle du fluide au front d'ablation où la température est nulle est :

$$v = c_o - (c_o^2 - c^2)^{1/2} \qquad \text{(II-51)}$$

La solution II-51 n'a un sens que si $c < c_o$. En d'autres termes, l'écoulement présentera un maximum de température au point sonique. Comme nous avions d'autre part admis l'existence d'une couronne sous-critique isotherme, le point sonique doit donc également appartenir à cette couronne isotherme. Or la densité critique se situe également dans la couronne isotherme ; elle satisfait par conséquent la condition $\rho_c < \rho_o$.

L'énergie laser étant absorbée à la surface critique et évacuée par conduction thermique, l'existence d'un gradient de température positif assurant un flux de chaleur dans la zone sur-critique n'est possible que si la densité critique est située à l'extrêmité de la zone isotherme. Le point sonique et la densité critique sont donc confondus : $\rho_o = \rho_c$. Ce résultat est parfaitement vérifié par les simulations numériques (Cf. § A-9) et satisfait par ailleurs les relations de discontinuités établies au § II-A-5 avec comme conditions particulières $M_1 = M_2 = \alpha = 1$; (c'est-à-dire que dans ce cas il n'existe aucune discontinuité dans l'écoulement).

Dans ces conditions, l'équation II-39 s'écrit :

$$I = [q] = q_2 - q_1 \qquad \text{(II-52)}$$

Pour une couronne isotherme, nous avons vu que II-21 permettait de calculer q_2 :

$$q_2 = \rho_c c_o^3 \qquad \text{(II-53)}$$

D'autre part, d'après II-49 il est possible de calculer q_1 :

$$q_1 = - K_o T^{5/2} \frac{dT}{dx}\Big)_{x_c - \delta x} = - \mathring{m}\, 3\, c_o^2 = - 3\, \rho_c\, c_o^3 \qquad \text{(II-54)}$$

Nous avons donc finalement la relation reliant l'intensité laser absorbée I à la vitesse du son isotherme de la couronne c_o et la densité critique ρ_c d'après II-52 :

$$I = 4\, \rho_c\, c_o^3 \qquad \text{(II-55)}$$

On constate donc que lorsque le flux de chaleur est classique, dans le cas d'une couronne isotherme le quart du flux laser absorbé sert à maintenir cette couronne isotherme ; le reste étant utilisé à l'ablation du solide initialement froid.

Dans le cas d'une couronne en détente adiabatique, on a évidemment $q_2 = 0$. D'après les discussions du § II-A-4 c, la vitesse du fluide à la surface critique est alors la vitesse du son adiabatique :

$$v = \gamma^{1/2} c_o \quad , \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{5}{3} \ .$$

D'après II-49 on peut alors calculer q_1, compte tenu du fait que $m = \rho_c\, \gamma^{1/2}\, c_o$:

$$I = - q_1 = K_o T^{5/2} \frac{dT}{dx}\Big)_{x_c - \delta x} = \rho_c\, c_o^3\, \gamma^{1/2} \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} + \frac{\gamma}{2}\right)$$

Soit pour $\gamma = \frac{5}{3}$:

$$I = 4{,}3\, \rho_c\, c_o^3$$

Déterminons maintenant les grandeurs macroscopiques telles que la pression d'ablation P_a ou le flux de masse $\overset{\circ}{m}$. D'après II-4 nous avons :

$$P_a = 2 \rho_c c_o^2 = \frac{2}{4^{2/3}} I^{2/3} \rho_c^{1/3} \qquad \text{(II-56)}$$

$$\overset{\circ}{m} = \rho_c c_o = \left(\frac{I \rho_c^2}{4}\right)^{1/3} \qquad \text{(II-57)}$$

Soit encore en unités pratiques: (Z > 1)

$$P_a(\text{Mbar}) = 12{,}3 \left(\frac{I\ \text{W/cm}^2}{10^{14}}\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{1}{\lambda \mu m}\right)^{2/3} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/3} \qquad \text{(II-58)}$$

$$\overset{\circ}{m}\ (\text{kg/s.cm}^2) = 150 \cdot \left(\frac{I\ \text{W/cm}^2}{10^{14}}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{1}{\lambda \mu m}\right)^{4/3} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/3} \qquad \text{(II-59)}$$

Pour la température de la couronne :

$$T\ (\text{KeV}) = 4 \left(\frac{I\ \text{W/cm}^2}{10^{14}}\right)^{2/3} \cdot \lambda \mu m^{4/3} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/3} \qquad \text{(II-60)}$$

Lorsque la couronne est en détente adiabatique, il est facile de constater que ces paramètres macroscopiques sont très peu modifiés.

2) *Longueur de la zone de conduction. Temps d'établissement de cette structure.*

L'intégration de l'équation II-49 de x = 0 où T = 0 à x_c où $T = T_o$ donnée par II-55 permet de calculer la longueur de la zone de conduction. En tenant compte de II-51 nous avons :

$$dx = \frac{2 K_o T^{5/2} dT}{\overset{\circ}{m} \left[5 c^2 + (c_o^2 - (c_o - c^2)^{1/2})^2 \right]} \qquad \text{(II-61)}$$

L'intégration numérique de II-61 de 0 à T_o donne alors :

$$x_c = 0{,}15 \cdot \frac{K_o T_o^2}{\rho_c} \left(\frac{A m_o}{(Z+1)\ k}\right)^{3/2} \qquad \text{(II-62)}$$

En tenant compte de II-55, l'épaisseur de la zone de conduction devient :

$$x_c = 2.35\ 10^{-2}\ \frac{I^{4/3}}{\rho_c^{7/3}} \cdot \left(\frac{Am_o}{(Z+1)\ k}\right)^{7/2} K_o \qquad \text{(II-63)}$$

Soit en unités pratiques : (Nous prendrons $K_o = 10^{-11}$ u.MKSA)

$$x_c\ (\mu m) = 3.10^3\ \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{4/3} \cdot \lambda\mu m^{14/3} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/6} \qquad \text{(II-64)}$$

On remarquera la très forte dépendance de x_c avec la longueur d'onde.

En géométrie plane, contrairement à la géométrie sphérique, il n'existe pas de longueur caractéristique dans l'écoulement. On peut cependant considérer que la longueur de collision électron-ion λ_{e-i} calculée à la densité critique représente une telle longueur caractéristique. En utilisant la définition de la fréquence de collision ν_{e-i} donnée par BRAGINSKI on obtient :

$$\lambda_{e-i} = \left(\frac{kT_e}{m_e}\right)^{1/2} \nu_{ei}$$

$$= \frac{3}{4(2\pi)^{1/2}} \left(\frac{(kT_e)^2}{Zn_e\ e^4\ Ln\Lambda}\right)$$

Soit pour x_c :

$$x_c = \lambda_{ei}(x_c)\ \{\ 219\ \varepsilon\ \delta_T\ \left(\frac{A^{1/2}Z}{(Z+1)^{3/2}}\right)\}$$

$$\approx 23\ \lambda_{ei} \quad \text{pour} \quad Z = 3.5 \qquad \text{(II-65)}$$

Nous avons utilisé dans II-65 l'expression de la conductivité thermique K_o donnée par l'équation I-6. Il faut noter que le coefficient numérique dans II-65 est très différent de celui obtenu par TAKABE et al. dans la référence [18] qui comporte une erreur numérique.

Il est intéressant de calculer à quelle épaisseur e_o de solide, de densité initiale ρ_s, correspond la quantité de matière comprise

entre 0 et x_c . Par définition de e_o , nous avons donc :

$$\rho_s \cdot e_o = \int_o^{x_c} \rho(x)\, dx \qquad \text{(II-66)}$$

En utilisant les équations II-50, 51, 55 et 61 on obtient finalement :

$$e_o = \frac{6.3\ 10^{-2}}{\rho_s} \left(\frac{I}{\rho_c}\right)^{4/3} \left(\frac{Am_o}{(Z+1)\ k}\right)^{7/2} \cdot K_o \qquad \text{(II-67)}$$

Soit en unités pratiques :

$$e_o(\mu m) = 27{,}3 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{4/3} \cdot \lambda_{\mu m}^{8/3} \cdot \rho_{s\ g/cm^3}^{-1} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{13/6}$$

Comparons la masse surfacique $\rho_s\ e_o$ de la zone de conduction avec la distance d'arrêt $\rho_c\ \lambda_{ei}(x_c)$ d un électron de la surface critique. En utilisant II-67 et II-65, on obtient :

$$\frac{\rho_s\ e_o}{\rho_c \lambda_{ei}} = 5{,}8\ 10^{2}\ \varepsilon \delta_T \left(\frac{ZA^{1/2}}{(Z+1)^{3/2}}\right) \qquad \text{(II-68)}$$

$$\simeq 60 \quad \text{pour} \quad Z = 3.5$$

La zone de conduction est donc suffisamment épaisse pour que l'expression classique de la conductivité thermique soit valable, sauf peut-être au voisinage immédiat de la densité critique, où l'on peut montrer que le rapport $\frac{\lambda_o}{L}$ (au sens de la figure I-1) est égal à 0.02, ce qui impliquerait une réduction d'un facteur 2 de la conductivité thermique locale.

En ce qui concerne le temps d'établissement t_o de cette structure on peut admettre qu'il est de l'ordre de grandeur égal au temps mis par un élément du fluide pour s'écouler du front d'ablation à la surface critique. On aura alors :

$$t_o = \int_o^{x_c} \frac{dx}{v(x)} = \frac{1}{\dot{m}} \int_o^{x_c} \rho(x)\, dx = \frac{\rho_s e_o}{\dot{m}} \qquad \text{(II-69)}$$

D'après II-67 et II-57 on obtient :

$$t_o = 0.1 \frac{I}{\rho_c^2} \left(\frac{Am_o}{(Z+1)\ k}\right)^{7/2} \cdot K_o \qquad \text{(II-70)}$$

ou encore :

$$t_o(ns) = 19.4 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right) \times \lambda_{\mu m}^4 \times \left(\frac{A}{2Z}\right)^{3/2} \qquad \text{(II-71)}$$

On peut donc voir qu'on atteindra un régime quasi-stationnaire en impulsions longues en utilisant des lasers à courte longueur d'onde.

b) Ecoulement en régime flux limité

1) *Conditions d'apparition de la limitation de flux. Conséquences*

Grâce à l'équation II-49, on constate que le maximum de flux de chaleur existe au point critique ; sa valeur étant égale à $3\ \rho_c\ c_o^3$. C'est donc à cet endroit que la condition d'existence de flux limite II-8 apparaîtra si elle doit apparaître. Cette condition sera réalisée si :

$$3\ \rho_c\ c_o^3 > 5\ \Phi\ \rho_c\ c_o^3 \qquad \text{(II-72)}$$

c'est-à-dire si :

$$\Phi < 0.6 \qquad \text{(II-73)}$$

Cette condition d'apparition du régime "flux-limité" est donc très simple et en particulier indépendante de la longueur d'onde ou du flux laser absorbé.

Dans la zone où le flux de chaleur est limité, du fait de II-8, l'équation II-49 devient :

$$\dot{m} \left(\frac{5}{2} c^2 + \frac{v^2}{2}\right) - 5\ \Phi\ \rho\ c^3 = 0 \qquad \text{(II-74)}$$

On obtient alors la relation très importante entre le nombre de Mach local M et le facteur de flux limite Φ [12] :

$$M\ (\ 5 + M^2\ ) = 10\ \Phi \qquad \text{(II-75)}$$

Cette relation, valable également en géométrie sphérique, montre donc que le nombre de Mach est constant dans toute zone où le flux de chaleur est limité. Or, en géométrie plane et en régime stationnaire, il est aisé de montrer grâce à II-50 et II-51, qu'un nombre de Mach constant implique nécessairement que toutes les grandeurs de l'écoulement (ρ , v , T) restent constantes dans l'espace. Pour éviter cette solution n'ayant pas de sens physique, nous allons introduire une discontinuité au point où le nombre de Mach vérifie II-75, faisant passer la densité locale de ρ_1 à ρ_2 de telle façon que $\rho_1 < \rho_c < \rho_2$. On assure ainsi le dépôt d'énergie à la densité critique. Cette discontinuité en densité s'accompagne également d'une discontinuité en vitesse et en température. La figure II-5 représente un aspect de l'écoulement global résultant.

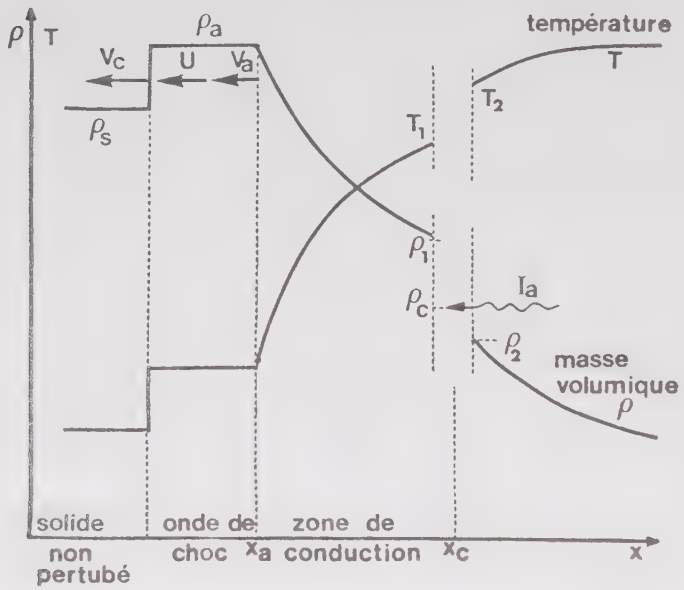


Figure II-5 : Structure globale de l'écoulement en présence d'une inhibition du flux thermique. La zone de conduction a une longueur réduite et il apparaît des discontinuités à la surface critique (A comparer avec la figure II-2 a).

Cette discontinuité satisfait la condition de l'étude faite au § II-A-5 et vérifie ses conclusions. Nous venons en plus de déterminer M_1 qui vérifie II-75, c'est-à-dire :

$$M_1 \left(5 + M_1^2 \right) = 10 \Phi \qquad \text{(II-76)}$$

Or, d'après II-46, le rapport $\alpha = \frac{c_1}{c_2}$ ne dépend que de M_1. α est donc uniquement fonction de Φ. Il en est de même pour le rapport des densités $\frac{\rho_1}{\rho_2}$.

Ainsi par exemple d'après II-76, lorsque $\Phi \ll 1$, $M_1 \approx 2\,\Phi$. D'après II-46 et II-47 on obtient alors :

$$\frac{T_1}{T_2} = \alpha^2 \approx 16\,\Phi^2 \qquad \text{(II-77)}$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} \approx \frac{1}{8\Phi^2} \qquad \text{(II-78)}$$

La couronne sous-critique pour $\rho \leqslant \rho_2$ étant isotherme, le flux de chaleur q_2 vaut d'après II-21 : $q_2 = \rho_2 c_2^3$. L'existence d'une limitation du flux pour q_2 impliquerait $q_2 \geqslant 5\,\Phi\,\rho_2 c_2^3$, c'est-à-dire :

$$\Phi \leqslant 0.2 \qquad \text{(II-79)}$$

Ainsi donc lorsque $\Phi > 0.6$, aucun point de l'écoulement n'atteint un régime de flux limite. Pour $0.2 < \Phi < 0.6$ seul q_1 est flux limité. Lorsque $\Phi < 0.2$ q_1 et q_2 sont tous deux limités. Nous écrirons dans la suite :

$$q_2 = (5\,\Phi)^b \rho_2 c_2^3 \quad \text{avec} \begin{cases} b = 0 & \text{si } \Phi > 0.2 \\ b = 1 & \text{si } \Phi < 0.2 \end{cases} \qquad \text{(II-80)}$$

2) *Bilan énergétique*

En présence de discontinuités à la surface critique, grâce aux équations II-41, 76, 80, l'équation II-39 donne :

$$I = \rho_c \, c_2^3 \, F(\rho_2, \Phi) \qquad \text{(II-81)}$$

avec $$F(\rho_2, \Phi) = \frac{\rho_2}{\rho_c} \left(3 + (5\Phi)^b \right) \qquad \text{(II-82)}$$

Pour évaluer la fonction $F(\rho_2, \Phi)$, il est indispensable de déterminer ρ_2 ; or les hypothèses effectuées jusqu'à présent sont insuffisantes pour cela. Il serait nécessaire de connaître une description microscopique de l'absorption au voisinage de ρ_c pour étudier ce problème ; comme par exemple en résolvant les équations de Maxwell pour étudier la propagation des ondes électromagnétiques au voisinage de ρ_c [19]. Sans utiliser une telle approche, il est néanmoins possible de résoudre ce problème en faisant l'hypothèse d'une proportionnalité entre ρ_1 et Φ ; on admettra en effet que :

$$\frac{\rho_2}{\rho_c} = \frac{\Phi}{0.6} \qquad \text{(pour } \Phi < 0.6\text{)} \qquad \text{(II-83)}$$

En comparant ce modèle analytique avec les simulations numériques correspondantes, (§ II-A-9), nous verrons que l'hypothèse II-83 permet d'une part d'obtenir des résultats cohérents pour ce qui concerne la variation de certains paramètres avec f (tels que T_2 ou $\mathring{m}$) et d'autre part est parfaitement vérifiée dans les simulations numériques pour un certain mode de dépôt de l'énergie laser dans les cellules lagrangiennes avoisinant la densité critique. (Voir § II-A-9 b).

A l'aide de II-81, compte tenu de II-83, il est maintenant possible de calculer les différents paramètres de l'écoulement :

- Température T_2 de la couronne :

$$T_2 = \frac{A m_o}{(Z+1)\, k} \cdot \left[\frac{I}{\rho_c \, F(\Phi)} \right]^{2/3} \qquad \text{(II-84)}$$

soit encore (pour $\Phi << 0.6$) :

$$T_2(\text{KeV}) \simeq 4 \cdot \left(\frac{I \ \text{W/cm}^2}{10^{14}} \right)^{2/3} \cdot \lambda_{\mu m}^{4/3} \cdot \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{\Phi}{0.6} \right)^{-2/3} \qquad \text{(II-85)}$$

- Flux de masse $\overset{\circ}{m}$:

$$\overset{\circ}{m} = \rho_2 c_2 = \frac{\Phi}{0.6} \left(\frac{I.\rho_c'}{F(\Phi)}\right)^{1/3} \qquad \text{(II-86)}$$

soit (pour $\Phi << 0.6$) :

$$\overset{\circ}{m}(kg/s.cm^2) = 150 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{1/3} \left(\frac{1}{\lambda\mu m}\right)^{4/3} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/3} \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{2/3} \qquad \text{(II-87)}$$

- Pression d'ablation P_a :

$$P_a = 2 \rho_2 c_2^2 = 2 \frac{\Phi}{0.6} \left(\frac{I}{F}\right)^{2/3} \rho_c^{1/3} \qquad \text{(II-88)}$$

$$P_a(Mb) = 12 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{1/3} \left(\frac{1}{\lambda\mu m}\right)^{2/3} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/3} \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{1/3} \qquad \text{(II-89)}$$

3) *Longueur de la zone de conduction et temps d'établissement de cette structure en régime flux-limité.*

La longueur de la zone de conduction n'est autre que l'abcisse où se situe la discontinuité. Il suffit donc d'intégrer l'équation II-61 de 0 à T_1. La température T_1 est connue car T_2 et $\frac{T_1}{T_2}$ sont connus par les équations II-84 et II-77 respectivement. Comme d'autre part dans cette zone l'écoulement est subsonique, l'équation II-61 se simplifie et donne :

$$dx = \frac{2 K_o T^{5/2} dT}{\overset{\circ}{m}\ 5\ c^2}$$

On obtient donc pour x_c, compte tenu de II-84 et II-77 (pour $\Phi << 0.6$) :

$$x_c(\mu m) \simeq 3\ 10^3 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{4/3} . \lambda\mu m^{14/3} . \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/6} \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{8/3} \qquad \text{(II-90)}$$

De même pour l'épaisseur de solide correspondant à la zone de conduction :

$$e_o(\mu m) \simeq 27 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{4/3} . \lambda\mu m^{8/3} \left(\rho_{s\ g/cm^3}\right)^{-1} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{13/6} \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{8/3} \qquad \text{(II-91)}$$

Pour ce qui concerne le temps d'établissement, par un raisonnement analogue à celui effectué au § II-A-6 a(2), on obtient (pour $\Phi << 0.6$) :

$$t_{(ns)} \approx 19 \cdot \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right) \cdot \lambda_{\mu m}^{4} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{2} \qquad \text{(II-92)}$$

On constate donc que, lorsque le flux de chaleur devient limité, la longueur de la zone de conduction diminue ainsi que le temps d'établissement du régime stationnaire.

4) *Interprétation physique de l'effet de la limitation du flux de chaleur.*

On observe donc à l'aide des équations II-85 à II-89 que l'effet de la limitation du flux de chaleur se traduit par une surchauffe de la couronne accompagnée d'une diminution du flux de masse ablatée $\mathring{m}$ et de la pression d'ablation P_a. L'énergie laser est déposée dans les électrons et évacuée par conduction thermique ; or, lorsque le flux de chaleur devient limité, il s'avère que le flux de chaleur q_1 dirigé vers la partie dense diminue plus rapidement que le flux de chaleur q_2 dirigé dans la couronne sous-critique. Il résulte de ce faible flux de chaleur q_1 un faible flux de masse ablatée (Cf. équ. II-48). Par conséquent, au passage de la densité critique, ce faible flux de masse va s'échauffer fortement lorsqu'il subira l'effet du flux de chaleur q_2, créant ainsi une discontinuité de température. Les pressions étant peu différentes de part et d'autre de la discontinuité, il en résultera également une discontinuité en densité.

Il est à noter qu'une partie de l'énergie laser est également convertie en flux d'énergie cinétique par accélération du fluide au passage à la densité critique (Cf. équ. II-39). Lorsque $\Phi << 0.6$ on peut même constater que le rapport du flux d'énergie cinétique au flux de chaleur dans la zone sous-dense est tel que :

$$\frac{\frac{1}{2}\rho_2 v_2^3}{5\ \Phi\ \rho_2 c_2^3} = \frac{1}{10\ \Phi} >> 1 \qquad \text{(II-93)}$$

Mais, même dans ce régime où la conversion en flux d'énergie cinétique

domine, on assiste néanmoins à une surchauffe de la couronne lorsque Φ diminue. L'éventualité d'un refroidissement de la couronne dans ces conditions telle qu'elle est évoquée par MAX et al. [20] est impossible, car ils n'ont pas tenu compte de la possibilité de l'apparition d'une discontinuité de température comme nous l'avons fait. Bien que dans leur cas la géométrie sphérique utilisée implique un nombre de Mach $M_2 > 1$, situation différente de la géométrie plane que l'on considère ici ($M_2 = 1$) , l'introduction d'une discontinuité de température devrait leur permettre de résoudre ce paradoxe.

II - A-7. ETUDE DE L'ONDE DE CHOC ENTRETENUE PAR LA DEFLAGRATION

Nous avons vu au § A-1 la nécessité de l'existence d'une onde de choc se propageant dans le solide lors de l'irradiation laser d'une cible solide. Nous nous proposons dans ce paragraphe de montrer comment les différentes caractéristiques de cette onde de choc, (en particulier sa vitesse et l'énergie dissipée dans le choc), dépendent des paramètres du problème, à savoir : intensité et longueur d'onde laser, conduction thermique.

Dans le repère de la cible au repos dans le laboratoire, les relations d'HUGONIOT [2] décrivant le choc s'obtiennent simplement à partir des équations de conservation de la masse et de l'impulsion :

$$\rho_s V_c = \rho_a (V_c - u) \qquad \text{(II-94)}$$

$$\rho_s V_c^2 = \rho_a (V_c - u)^2 + P_a \qquad \text{(II-95)}$$

Nous négligeons dans ces équations la pression du solide P_s supposée faible devant la pression d'ablation P_a . L'adiabatique d'Hugoniot traduisant l'augmentation de l'énergie spécifique par le passage du choc ne sera pas utilisée par la suite ; nous admettrons pour simplifier un choc fort qui donnera une compression du solide $\chi = \frac{\rho_a}{\rho_s}$ égale à 4 [2]. Les notations utilisées dans les équations II-94 et II-95 sont celles de la figure II-5.

A l'aide de II-94 et II-95, on peut alors déterminer la vitesse du choc V_c et celle du fluide u derrière le choc :

$$V_c = \left(\frac{P_a}{\rho_s} \frac{\chi}{\chi - 1}\right)^{1/2} \qquad \text{(II-96)}$$

$$u = \frac{\chi - 1}{\chi} V_c = \frac{3}{4} \cdot V_c \qquad \text{(II-97)}$$

Or, la pression d'ablation P_a est connue à l'aide de II-88. On obtient ainsi pour V_c : $(\chi = 4)$.

$$V_c(\text{cm/s}) = 4.10^6 \left(\frac{I\ \text{W/cm}^2}{10^{14}}\right)^{1/3} \cdot \lambda_{\mu m}^{-1/3} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/6} \left(\rho_{s\ \text{g/cm}^3}\right)^{-1/2} \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{1/6} \qquad \text{(II-98)}$$

On remarquera la faible dépendance de V_c avec les différents paramètres du problème.

De même, il est possible de déterminer la vitesse V_a de déplacement du front d'ablation dans le solide. Les équations régissant l'écoulement stationnaire (équ. II-3 à 5) ont justement été résolues dans ce repère associé au front d'ablation se déplaçant à la vitesse V_a dans le laboratoire. On a alors :

$$\dot{m} = \rho_a (V_a - u) \qquad \text{(II-99)}$$

Le flux de masse $\dot{m}$ étant déterminé par II-86, il est alors possible de déterminer V_a :

$$V_a = V_c \left[\frac{\chi - 1}{\chi} + \left(\frac{\rho_c}{\rho_s}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{1/2} \frac{1}{\chi} \left(\frac{\chi - 1}{2\chi}\right)^{1/2}\right] \qquad \text{(II-100)}$$

Examinons maintenant le bilan énergétique. D'une part, la longueur de la zone sous choc s'accroît à la vitesse V_c. Le flux d'énergie I' résultant du travail de P_a vaut donc $I' = P_a \cdot u$. D'autre part, le flux de masse $\dot{m}$ à travers le front d'ablation a pour effet de réduire la longueur de la zone sous choc. Il est aisé de montrer que la diminution résultant du flux d'énergie dans la zone sous choc est négligeable par rapport à I'.

Lors de l'étude du bilan énergétique dans la zone de conduction nous avions négligé le flux d'énergie I' nécessaire à l'entretien du choc en admettant que le flux laser absorbé I était essentiellement dissipé par conduction thermique. On peut estimer dans ces conditions le rendement de compression $\eta_{comp} = \frac{I'}{I}$. Compte tenu de II-97, 96, 88, on obtient :

$$\eta_{comp} = 2^{3/2} \left(\frac{\chi - 1}{\chi}\right)^{1/2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_s}\right)^{1/2} \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{3/2} \frac{1}{F(\Phi)} \qquad \text{(II-101)}$$

soit encore (pour $\chi = 4$)

$$\eta_{comp} = 3.5\ 10^{-2} \left(\frac{1}{\lambda\mu m}\right) \left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1}{\rho_{s(g/cm^3)}}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{1/2} \qquad \text{(II-102)}$$

Ainsi, par exemple, pour $\rho_s = 1\ g/cm^3$ et $\Phi = 0.6$, on a :

$\lambda = 1\ \mu m$ $\qquad$ $\eta_{comp} = 3.5\ \%$

$\lambda = 0{,}26\ \mu m$ $\qquad$ $\eta_{comp} = 14\ \%$

On constate donc que la fraction d'énergie laser dissipée dans le choc n'est plus tout à fait négligeable lorsque l'on utilise de courtes longueurs d'onde. Il faudra tenir compte de cet effet dans les mesures de rendement hydrodynamique lors des expériences d'accélération de cibles. D'autre part, le bilan énergétique global calculé au § II-A-6 est à modifier en conséquence.

II - A-8. APPLICATION DE CETTE ETUDE A L'ACCELERATION DE CIBLES MINCES : EFFET FUSEE. RENDEMENT HYDRODYNAMIQUE.

Nous avons étudié jusqu'à présent l'ablation de cibles massives d'épaisseur infinie. Dans le cas d'utilisation de cibles minces planes ou sphériques l'effet de l'application d'une pression d'ablation se traduit par une accélération de la cible. Pour réaliser cette étude nous admettrons que les expression de P_a et de $\dot{m}$ déterminées dans les paragraphes précédents restent valables dans ces conditions. Nous discuterons

au § II-A-10 de l'effet de l'introduction de forces d'inertie dues à l'accélération du repère dans lequel sont étudiées les équations II-3 à 5.

Considérons l'irradiation d'une cible de *masse initiale par unité de surface* m_o par une impulsion laser constante d'intensité I. L'équation du mouvement de la cible décrivant l'évolution de la vitesse $V(t)$ de la partie accélérée est :

$$m(t) \frac{dV}{dt} = P_a \qquad \text{avec} \quad m(t) = m_o - \dot{m}t \tag{II-103}$$

dont la solution est :

$$V(t) = \frac{P_a}{\dot{m}} \log \frac{m_o}{m(t)} \tag{II-104}$$

L'évolution de $V(t)$ est semblable à celle que l'on obtient dans le mouvement d'une fusée. L'énergie cinétique acquise par la partie accélérée est alors :

$$E_c(t) = \frac{1}{2} m(t) V^2(t)$$

Le rendement hydrodynamique η est défini comme le rapport de $E_c(t)$ à l'énergie laser $I.t$ utilisée jusqu'au temps t, soit :

$$\eta = \frac{E_c(t)}{I.t} = \eta_o \cdot \left(\frac{x \log^2 x}{1 - x}\right) \tag{II-105}$$

$$\text{avec} \qquad \eta_o = \frac{P_a^2}{2 I \dot{m}} \quad \text{et} \quad x = \frac{m(t)}{m_o}$$

Le rendement hydrodynamique dépend d'une part de la fraction ablatée de la cible (terme entre parenthèse de II-105) et d'autre part, par l'intermédiaire de η_o, du modèle d'ablation considéré. On constate que η passe par un maximum η_{max} au temps τ tel que $x = \frac{m(\tau)}{m_o} = 0.2$; c'est-à-dire lorsqu'on aura ablaté 80 % de la masse initiale. A l'aide des relations entre P_a, $\dot{m}$ et I, déterminés au § II-A-5, on obtient :

$$\eta_o = \frac{2}{3 + (5\Phi)^b} \qquad \text{avec} \quad \begin{matrix} b = 0 & \text{si} & \Phi > 0.2 \\ b = 1 & \text{si} & \Phi < 0.2 \end{matrix} \tag{II-106}$$

Soit encore pour $\eta_{max} = \eta_o \times 0.65$:

$$0.32 \leqslant \eta_{max} \leqslant 0.43 \qquad \text{(II-107)}$$

lorsque Φ varie de 0.2 à 0 . En fait la limite $\eta_{max} = 0.43$ obtenue pour $\Phi \to 0$ n'est pas réaliste : on a vu que dans ce cas $\mathring{m} \to 0$ (équ. II-86) cette limite serait donc obtenue pour un temps τ infini.

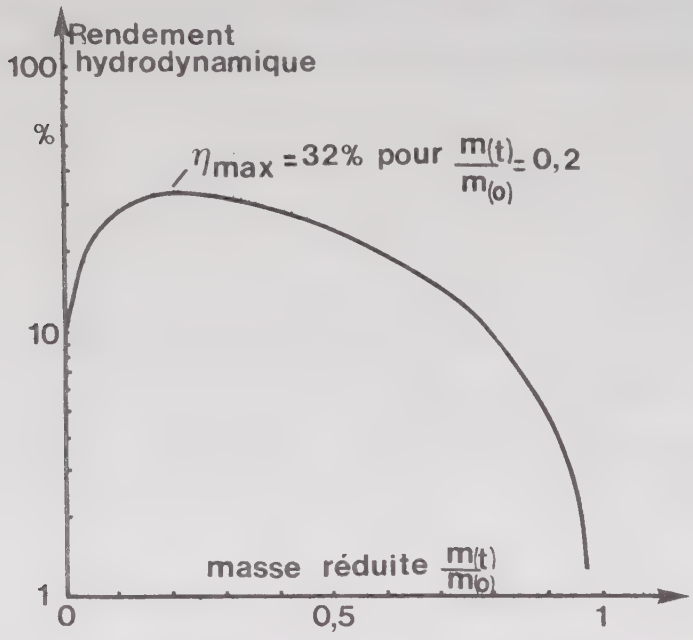


Figure II-6 : Rendement hydrodynamique d'accélération dans le cas d'une détente isotherme en fonction de la masse réduite $\frac{m(t)}{m_o}$ *de la cible (équ. II-105).*

Nous avons représenté sur la figure II-6 la variation du rendement hydrodynamique en fonction de la masse restante de la cible pour $\Phi = 0.6$. Nous avons vu que $\eta_{max} \approx 0.32$. Cette valeur est indépendante de l'intensité laser, de la longueur d'onde, et dans une certaine mesure de la conduction thermique. Ceci résulte de l'hypothèse admise : l'écoulement à la densité critique est sonique avec une couronne isotherme.

Si l'on admet maintenant une couronne en détente adiabatique, on obtient aisément :

$$\eta_o = 1 - \frac{1}{\gamma^2} = 0.64 \qquad \text{(II-108)}$$

$$\text{pour} \quad \gamma = \frac{5}{3}$$

Dans ce cas, $\eta_{max} = 0.41$. Ce rendement est évidemment supérieur au cas isotherme, une fraction du flux laser absorbé n'étant plus utilisée pour maintenir la couronne isotherme.

Remarque : Les rendements hydrodynamiques que nous venons de déterminer sont très différents de ceux usuellement invoqués dans la littérature [21, 22]. On utilise en effet dans ce cas le modèle dit "de la fusée froide" où, à cause d'une description sommaire du processus d'ablation, on néglige dans le bilan énergétique le chauffage du fluide qui est inhérent au processus d'ablation. Dans ces conditions on obtient un rendement hydrodynamique maximal de 0.65 [21] qui est très supérieur à celui que nous avons déterminé.

On constate cependant que, lorsque la conductivité thermique diminue, le rendement hydrodynamique augmente (Cf. équ. II-106) sans toutefois atteindre la valeur de 65 % précédemment citée. Ce comportement s'explique à l'aide de II-93 où l'on observe que dans cette limite, l'énergie laser absorbée se retrouve essentiellement sous la forme d'énergie cinétique dans l'écoulement, les flux de chaleur présents devenant de plus en plus négligeables. Dans ces conditions, l'énergie laser est en quelque sorte mieux utilisée : le rendement hydrodynamique sera plus important et comme le flux de masse $\dot{m}_o$ diminue, la pression d'ablation sera plus faible et le rendement maximum sera atteint à un temps plus long. Dans la limite opposée, l'augmentation de la conduction thermique favorisera la pression d'ablation au détriment du rendement hydrodynamique.

II - A-9. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE SIMULATIONS NUMERIQUES

Nous avons utilisé notre code hydrodynamique monodimensionnel lagrangien FILM mis au point par J. VIRMONT [23] pour vérifier la validité des principaux résultats obtenus décrits dans les paragraphes précédents. Les nombreuses simulations ainsi réalisées nous ont permis de tester les différentes hypothèses essentielles de ce modèle. De même, cette confrontation code - théorie nous a permis de préciser la validité des solutions retenues dans la description numérique de certains processus tels que le dépôt d'énergie à la densité critique par exemple.

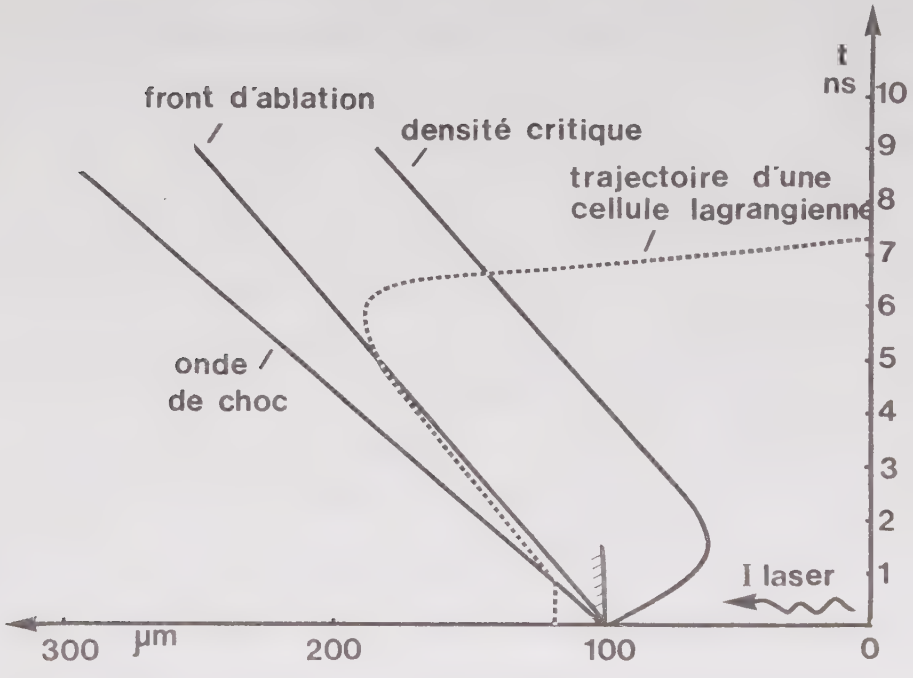


Figure II-7 : Diagramme de marche $x - t$ des différentes densités associées à la densité critique, au front d'ablation et au front du choc. $I = 10^{13}$ W/cm^2 = constante ; $\lambda = 1.06$ µm ; $\Phi = 0.36$; $A = Z = 7.5$. La position initiale du bord extérieur du solide est située en $x = 100$ µm. Pour $t \geq 1$ ns, la zone de conduction est devenue stationnaire.

Nous ne décrirons pas le contenu de ce code, ceci étant fait dans la référence [22]. Pour se situer dans les mêmes conditions que notre modèle, il suffit simplement d'utiliser une impulsion laser d'intensité constante et de durée suffisamment longue pour obtenir un profil stationnaire. La figure II-7 représente le diagramme de marche x - t de différentes cellules lagrangiennes associées à la densité critique, au front d'ablation et à l'onde de choc, dans le cas où le flux laser absorbé $I = 10^{13}$ W/cm^2 . On constate que le temps d'établissement d'un profil stationnaire ainsi que la longueur de la zone de conduction obtenue sont parfaitement compatibles avec les relations II-90, 92. La comparaison avec le modèle s'effectuera donc à des temps supérieurs à ces temps d'établissement de régime stationnaire.

a) Critère d'apparition du régime flux-limité.

Nous avons vu que lorsque $\Phi \geqslant 0.6$, l'écoulement était sonique et continu à la densité critique. Par contre, pour $\Phi < 0.6$, il apparaît une discontinuité : le nombre de Mach M_1 à l'entrée de la discontinuité vérifiant $M_1(5 + M_1^2) = 10\,\Phi$, alors que M_2 , le nombre de Mach de la densité basse de la discontinuité étant constant et égal à 1 . Dans les simulations, on constate que la discontinuité s'étend sur 2 à 3 cellules lagrangiennes, indépendamment du maillage initial de la cible.

La figure II-8 représente les variations de M_1 et M_2 avec Φ . On constate un excellent accord de M_1 avec la formule II-75 ; par contre, M_2 augmente légèrement lorsque Φ diminue, pour atteintre $M_2 \simeq 2$. Ce comportement inexpliqué, insensible au maillage initial et au mode de dépôt de l'énergie dans les cellules encadrant la densité critique, a pour conséquence l'apparition d'un plateau dont la longueur augmente avec le temps de densité égal à ρ_2 où toutes les grandeurs, densité, vitesse, température, sont constantes dans l'espace. En effet, lorsque $M_2 > 1$, le plateau est alimenté à gauche par le fluide pénétrant à une vitesse supersonique $v_2 = M_2\, c_2$; à droite de ce plateau, la détente self similaire tend à diminuer sa longueur avec une vitesse égale à c_2 . La longueur résultante croît alors avec le temps t suivant la loi : $l = (M_2 - 1)c_2 t$.

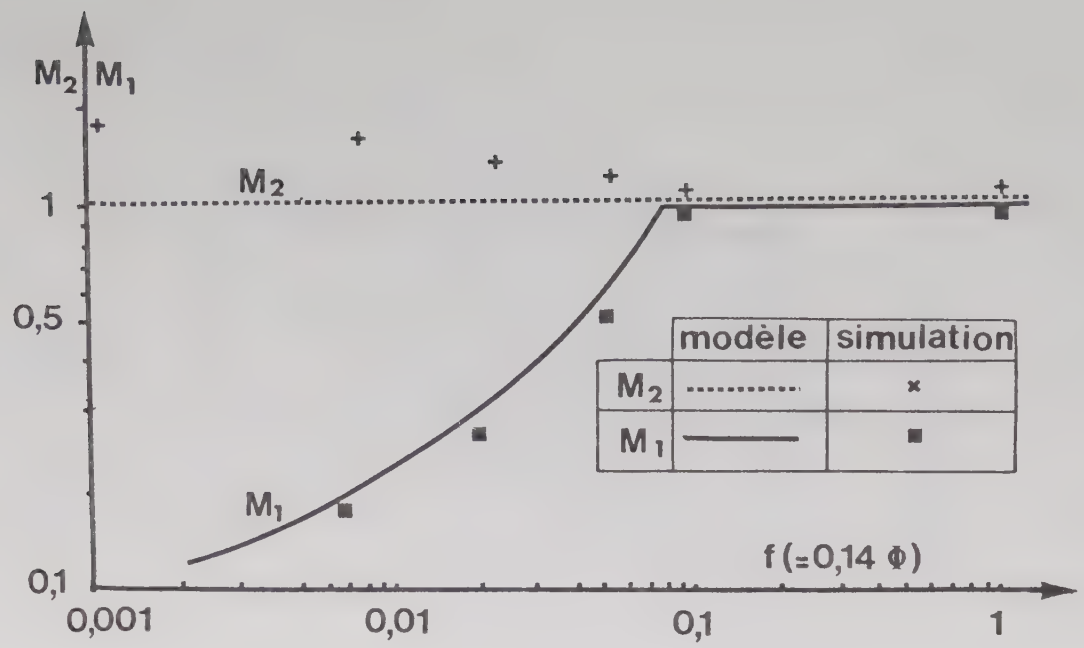


Figure II-8 : Variation des nombres de Mach M_2 et M_1 en fonction du facteur du flux limite f . Comparaison modèle - simulations numériques.

L'existence de ce plateau sous-critique est mis en évidence sur la figure II-9.

b) Comparaison des propriétés de la discontinuité. Effet du mode de dépôt de l'énergie à la densité critique.

Les rapports de densité $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ et de température $\frac{T_1}{T_2}$ de part et d'autre de la discontinuité obtenus au § II-A-5 sont comparés aux résultats numériques correspondants sur la figure II-10. On observe un excellent accord entre le modèle et les simulations ;ces résultats étant indépendants de la façon dont on dépose l'énergie laser dans les cellules lagrangiennes encadrant la densité critique.

L'influence de mode de dépôt de l'énergie apparaît lorsque l'on étudie le rapport $\frac{\rho_2}{\rho_c}$. Nous avons vu qu'une équation supplémentaire décrivant une théorie microscopique de l'absorption était indispensable pour

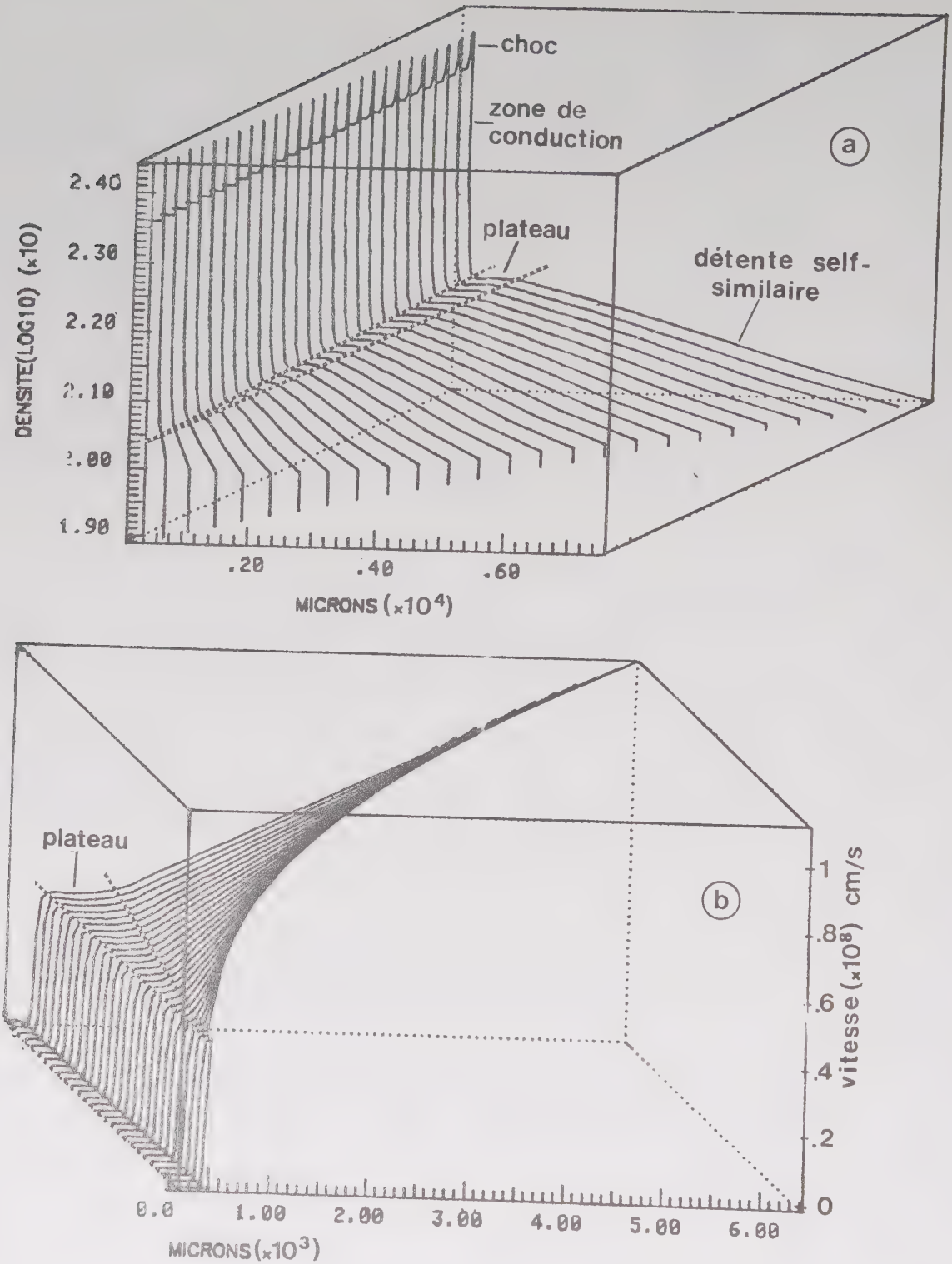


Figure II-3 : Evolution spatiale de la densité électronique (a) et de la vitesse du fluide (b) pour différents temps compris entre 0 et 7 ns . $I_a = 10^{13}$ W/cm²; $\lambda = 1.06$ µm ; $\Phi = 0.14$. On peut distinguer les différentes zones caractéristiques de l'écoulement.

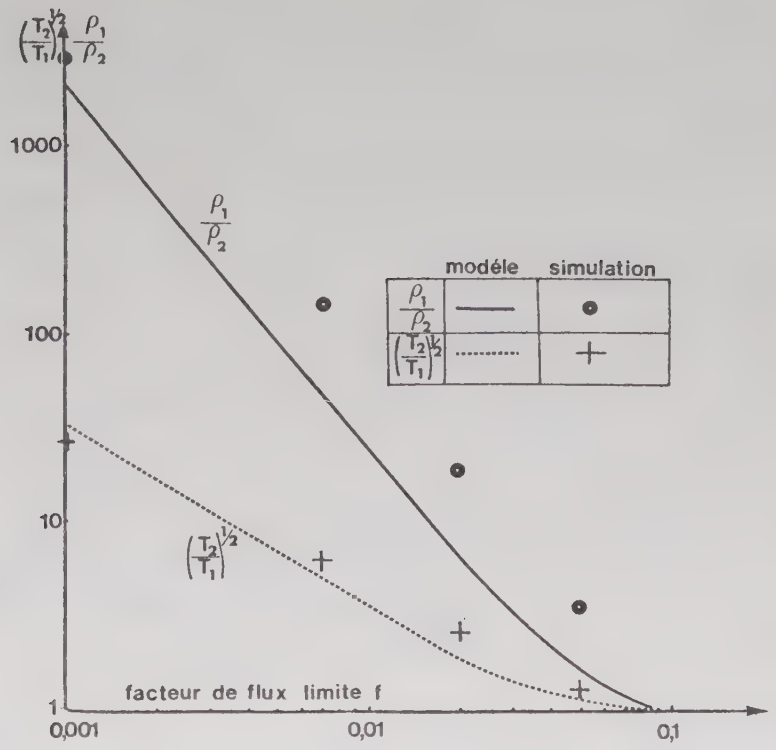


Figure II-10 : Comparaison entre le modèle et les simulations numériques des rapports $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ *et* $\frac{T_1}{T_2}$ *en fonction du facteur de flux limite* $f(= 0.14\ \Phi)$. $I_a = 10^{13}\ W/cm^2$.

déterminer ce rapport. Dans le code, il existe différentes possibilités de répartition de l'énergie absorbée dans les deux cellules encadrant la densité critique. Dans la version standard, la fraction d'énergie déposée dans chacune de ces deux cellules est inversement proportionnelle à son écart de densité avec la densité critique. Dans une autre version, on peut déposer dans la première cellule sur-critique une fraction fixe de l'énergie absorbée, on appellera k cette fraction par la suite ; la fraction $1 - k$ étant alors déposée dans la première cellule sous-critique.

Ces deux modes de dépôts représentent donc en quelque sorte la description microscopique de l'absorption à la coupure ; cette description devient essentielle en présence de gradients importants dans cette zone, c'est-à-dire lorsque le flux est limité. Ceci est illustré sur la figure II-11 où l'on a représenté pour différentes valeurs de k , le rapport

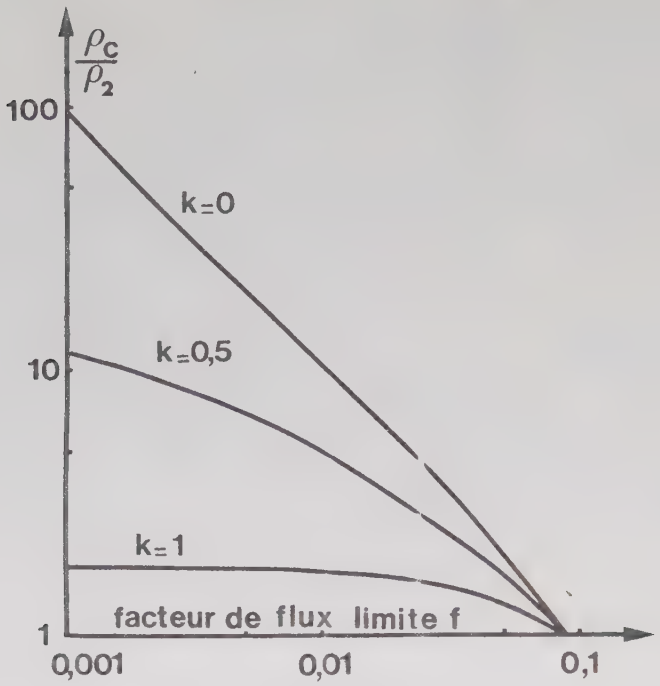


Figure II-11 : Rapport $\frac{\rho_c}{\rho_2}$ en fonction du facteur de flux limite $f(= 0.14\,\Phi)$ pour différentes valeurs de k . k représente la fraction d'énergie absorbée qui est déposée dans la première cellule lagrangienne sur-critique de l'écoulement; la fraction 1 - k étant déposée dans la première cellule sous-critique. $I_a = 10^{13}$ W/cm² ; $\lambda = 1.06$ µm .

$\frac{\rho_2}{\rho_c}$ en fonction de Φ . On constate que $\frac{\rho_2}{\rho_c}$ peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\rho_2}{\rho_c} = \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{\alpha} \qquad \text{(II-109)}$$

avec α égal à 1 , $\approx$ 0.5 , et $\approx$ 0.15 pour k respectivement égal à 0 , 0.5 et 1 ; l'équation II-109 étant d'autant mieux vérifiée lorsque $k \to 0$. La version standard du dépôt donne des résultats semblables à $k = 0.5$.

k est donc un paramètre arbitraire dont le choix aura d'importantes conséquences, compte tenu du rôle joué par le rapport $\frac{\rho_2}{\rho_c}$ mis en évidence au § II-A-6 . Différents arguments semblent indiquer que la solution à

retenir correspond au cas $k = 0$. On observe tout d'abord que lorsque $k \to 1$, la structure de l'écoulement et en particulier certains paramètres tels que la température de la couronne ou le débit de masse $\dot{m}$ deviennent pratiquement indépendants du facteur de flux limite Φ : ce qui semble peu physique. Par ailleurs, un mode de dépôt tel que l'absorption par bremsstrahlung inverse se conçoit également dans ce schéma comme un dépôt essentiellement sous-critique donc limité à la première cellule sous-critique. Enfin, imaginons un profil "figé" où l'évacuation du flux absorbé I s'effectuerait uniquement par conduction thermique. En régime flux-limité dans la zone de dépôt on s'attend à ce que $I \propto f\, n_c\, v_e kT_e \propto \Phi\, \rho_c\, c^3$. Un tel résultat n'est compatible, compte tenu de II-109 et II-81, 82, que si $\alpha = 1$, c'est-à-dire $k = 0$.

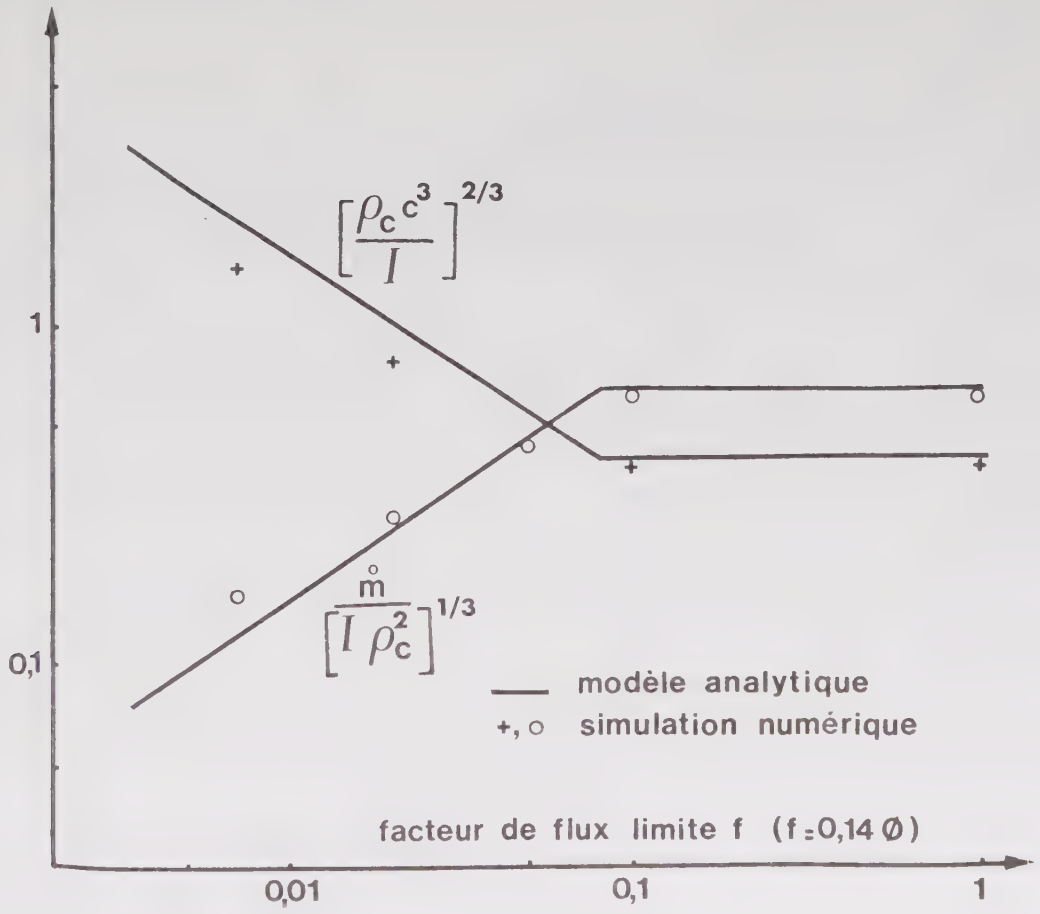


Figure II-12 : Variation de la température de la couronne et du flux de masse ablatée normalisés en fonction du facteur de flux limite f . Résultat du modèle et des simulations réalisées avec $I_a = 10^{13}$ W/cm^2 ; $\lambda = 1.06$ µm ; $k = 0$; cible de CH ($A = 6.5$, $Z = 3.5$, $\rho_s = 1$ g/cm^3).

Ces arguments de différente nature conduisent donc au choix de $k = 0$, c'est-à-dire à ce que toute l'énergie laser absorbée soit déposée dans la première cellule sous-critique. C'est dans ces conditions que l'on a reporté, en fonction du facteur de flux limite f sur la figure II-12 la température de la couronne ainsi que le flux de masse $\dot{m}$ normalisés obtenus dans les simulations. On peut y constater un bon accord avec les résultats du modèle.

c) Comparaison des rendements hydrodynamiques

Nous avons utilisé au § II-A-8 le modèle de la fusée pour calculer les rendements hydrodynamiques d'accélération de cibles minces. Nous allons comparer ces prédictions avec les résultats numériques. On peut remarquer tout d'abord que le modèle de la fusée est parfaitement vérifié.

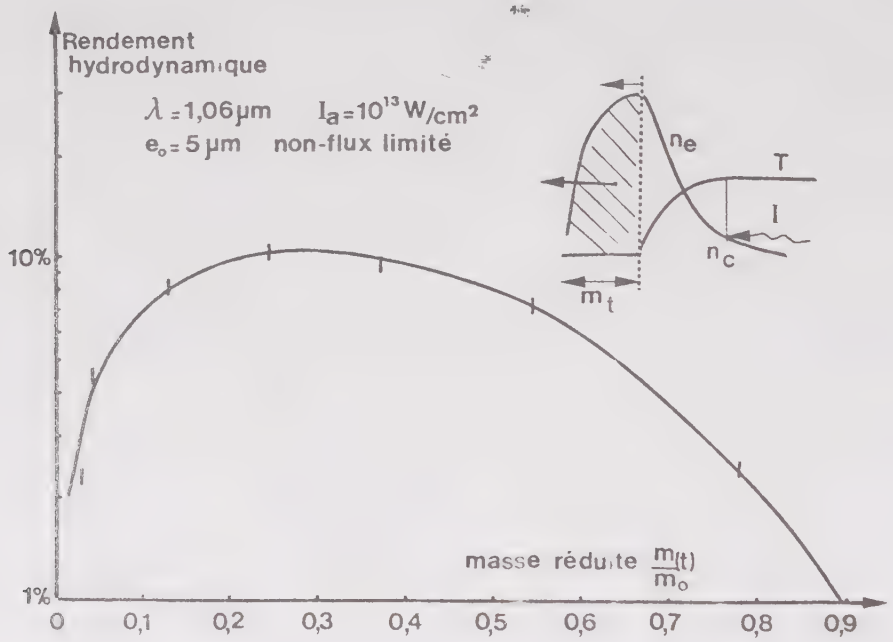


Figure II-13 : Résultat de simulations numériques montrant la variation du rendement hydrodynamique d'accélération en fonction de la masse réduite de la cible d'épaisseur initiale 5 µm. Intensité laser absorbée constante $I_a = 10^{13}$ W/cm² ; $\lambda = 1.06$ µm , cible : CH ; régime de flux de chaleur non limité. La masse m(t) utilisée correspond à la masse de la cible qui n'est pas encore touchée par la zone de conduction. Le rendement hydrodynamique est maximum pour $\frac{m(t)}{m_o} \simeq 0.2 - 0.3$.

La figure II-13 représente l'évolution du rendement hydrodynamique en fonction de la masse réduite d'une cible d'épaisseur initiale de 5 µm irradiée par un flux constant de 10^{13} W/cm^2 . On observe effectivement le passage à l'optimum décrit au § II-A-8 lorsqu'il reste 20 % de la masse initiale. La valeur maximum atteinte, égale à 10 %, sera justifiée par la suite.

La figure II-14 représente le rendement hydrodynamique maximum atteint en fonction de la longueur d'onde laser. La limite de 32 % prévue par II-36 est obtenue lorsque $\lambda \approx 0.3$ µm . Pour des longueurs d'onde

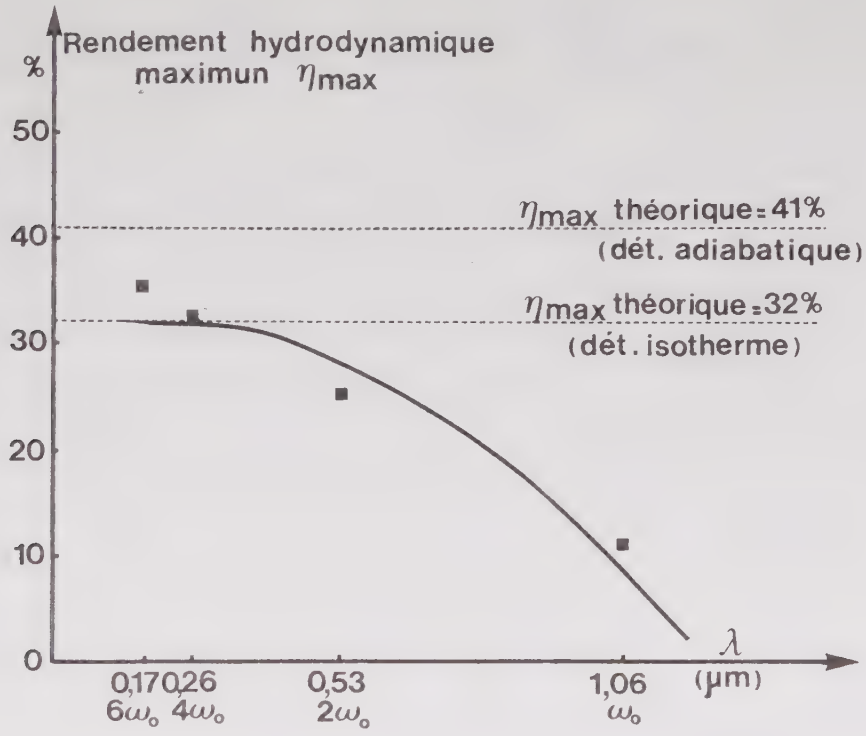


Figure II-14 : Variation du rendement hydrodynamique maximum en fonction de la longueur d'onde laser. Les points représentent les simulations numériques réalisées avec $I_a = 10^{13}$ W/cm^2, cible : CH(ρ_s= 1 g/cm^3 , A = 6.5 , Z = 3.5), régime non-flux limité. La courbe continue représente les résultats du modèle analytique corrigé des effets des forces d'inertie décrites par les équ. II-115 et II-105 : $\eta_{max} = 0.32 \left(1 - 2 \frac{e_o}{L} \right)^2$, e_o est donné par l'équ. II-67 et L est l'épaisseur initiale de la cible utilisée.

inférieures, il semble que la légère augmentation de η_{max} provienne de la mise en place progressive d'une détente adiabatique (Cf. discussion du § I-A-4 d) : l'extrapolation des différents points dans la limite $\lambda \to 0$ montre d'ailleurs que le rendement asymptotique d'une détente adiabatique, égal à 41 %, est vérifié. Par contre, pour $\lambda \sim 1$ µm , d'une part le régime stationnaire n'est pas présent pendant la totalité de la durée de l'impulsion, et surtout, il apparaît que les forces d'inertie dans le repère en accélération ne sont pas complètement négligeables. Il en résulte un rendement hydrodynamique inférieur. Ce dernier point, très important, sera discuté au paragraphe suivant.

II - A-10. DISCUSSION DE LA VALIDITE DE CERTAINES HYPOTHESES

Dans cette section nous définirons les critères permettant de négliger certains effets susceptibles de modifier les résultats précédents. Nous avions négligé dans l'équation du mouvement II-4 les effets de la pression de radiation ainsi que les forces d'inerties résultant de l'accélération du repère dans lequel sont écrites ces équations. Or, dans le cas d'accélération de feuilles minces, ce dernier effet peut jouer. Lorsque l'on tient compte de ces deux effets, l'intégration de l'équation du mouvement II-4 du front d'ablation à la densité critique donne :

$$P_a = P_2 + \rho_2 v_2^2 - G \int_0^{x_c} \rho(x)\, dx + \frac{I}{c} \qquad \text{(II-110)}$$

De même, l'intégration de l'équation de conservation de l'énergie II-5 modifie la relation II-48 :

$$\dot{m} \left(\frac{5}{2} c^2 + \frac{v^2}{2} \right) + q - \dot{m} G x = A = \text{etc.} \qquad \text{(II-111)}$$

De la même façon qu'en II-48, la constante d'intégration A représente la différence entre le flux d'énergie cinétique et d'enthalpie dirigé vers l'extérieur et le flux de chaleur dirigé vers le solide. Pour les mêmes raisons, nous admettrons que $A = 0$.

Etudions successivement les deux équations II-110 et II-111. On constate donc que l'effet de l'inertie se traduit par une diminution de la pression d'ablation P_a d'une quantité P_I égale à :

$$P_I = G \int_0^{x_c} \rho(x)\, dx = G\, \rho_s\, e_o \qquad \text{(II-112)}$$

e_o étant l'épaisseur équivalente de solide contenue dans la zone de conduction. (Equ. II-67)

Par contre, l'introduction de la pression de radiation a pour effet d'augmenter P_a d'une quantité $P_r = \frac{I}{c}$, soit encore :

$$P_r(\text{Mbar}) = 3.3\ 10^{-2} \left(\frac{I\ \text{W/cm}^2}{10^{14}}\right) \qquad \text{(II-113)}$$

En comparant II-113 et II-88 , la condition $P_r \ll P_a$ est aisément satisfaite dans la plupart des cas réalistes : la pression de radiation n'a donc aucun effet sur l'écoulement global et en particulier au niveau de la pression d'ablation car la température à la surface critique augmente rapidement lorsque le flux absorbé augmente.

Rappelons que différentes études expérimentales [24 - 26] et théoriques [12, 19, 27, 28] ont montré la possibilité d'une modification du profil localisée à la surface critique, dont l'origine pouvait être liée à la pression de radiation. En fait, MAYER et al. [16] ont montré récemment qu'une éventuelle limitation du flux thermique était plus efficace que la force pondéromotrice pour la création d'une discontinuité de la densité. En utilisant des conditions plus générales, qui tiennent compte de la possibilité d'une discontinuité de température, nous avons également montré l'effet de la limitation de la conduction thermique sur la discontinuité de densité (Cf. équ. II-78). De même nous venons de voir que la pression de radiation était négligeable devant la pression cinétique.

a) Effet de la force d'inertie sur la pression d'ablation

Pour estimer l'effet de cette pression P_I , nous devons déterminer l'accélération G . Or, dans le cas de l'accélération d'une cible mince,

le modèle de la fusée nous permet cette détermination. D'après II-104 on obtient pour l'accélération G :

$$G = \frac{dv}{dt} = \frac{P_a}{m(t)} \qquad \text{(II-114)}$$

Comme la masse par unité de surface de la cible varie de m_o à $0.2\ m_o$ (à l'optimum du rendement hydrodynamique) nous utiliserons une masse moyenne égale à $0.5\ m_o$. Nous avons alors $G \simeq \frac{2P_a}{m_o}$; dans ce cas l'expression de P_I devient :

$$P_I \simeq G \rho_s e_o \simeq 2 P_a \frac{e_o}{L} \qquad \text{(II-115)}$$

L étant l'épaisseur initiale de la feuille telle que $m_o = L \rho_s$.

On constate donc que la pression d'ablation sera notablement réduite par cet effet lorsque l'épaisseur e_o équivalente de solide contenue dans la zone de conduction sera de l'ordre de grandeur de l'épaisseur L initiale de la cible. Compte tenu de l'expression de e_o (Cf. équ. II-91) cet effet sera fortement réduit aux courtes longueurs d'onde. Il explique donc la chute du rendement hydrodynamique η_{max} (qui est proportionnel à P_a^2) observé sur la figure II-14 lorsque la longueur d'onde augmente. La courbe continue de la figure II-14 représente la correction du rendement due à cet effet : on peut observer un excellent accord avec les simulations.

b) Effet de la force d'inertie sur le bilan énergétique total

La présence du terme d'inertie $\dot{m}\, G\, x$ dans II-111 ne modifie pas la relation globale II-39. Par conséquent, la relation II-81 est toujours vérifiée, et en particulier la température de la couronne ne sera pas modifiée. Par contre, la structure et la longueur de la zone de conduction seront différentes. La valeur maximale de $\dot{m}\, G\, x$ est obtenue pour $x = x_c$. Compte tenu de l'expression de G utilisée et en admettant que $F(\rho_2, \Phi) = 4 \frac{\rho_2}{\rho_c}$, on obtient alors pour $\dot{m}\, G\, x_c$:

$$\dot{m}\, G\, x_c = I \cdot \frac{\rho_2}{\rho_c} \cdot \frac{\rho_c x_c}{\rho_s L} \qquad \text{(II-116)}$$

Etant donné l'évolution de $\rho_c x_c$ avec la longueur d'onde λ (Cf. équ. II-90) il est aisé de constater que l'effet de cette correction due à la force d'inertie devient également négligeable aux courtes longueurs d'onde.

D'une façon générale, compte tenu de la variation avec la longueur d'onde des termes correctifs résultant de l'effet des forces d'inertie, on peut affirmer que ceux-ci deviendront tout à fait négligeables aux courtes longueurs d'onde dans des conditions usuelles d'expériences. Cette conclusion étant également renforcée par la présence éventuelle d'une limitation du flux de chaleur. Par ailleurs, l'utilisation de courtes longueurs d'onde a pour effet d'obtenir plus rapidement un régime stationnaire et par conséquent de s'approcher davantage des "performances" limites maximales obtenues au § II-A-6 et 8 pour ce qui concerne les pressions d'ablation, les vitesses et le rendement hydrodynamique d'accélération.

II-B - ETUDE DES ÉCOULEMENTS EN GÉOMÉTRIE SPHÉRIQUE

Dans les paragraphes précédents, nous nous sommes intéressés à un écoulement plan. Nous nous proposons dans ce paragraphe de décrire les résultats essentiels obtenus dans le cas d'écoulements sphériques. Nous donnerons principalement les expressions permettant de calculer les paramètres macroscopiques tels que P_a , $\mathring{m}$, ou la température T_c de la surface critique sans entrer dans les détails des différents profils de température ou de densité. Enfin nous insisterons sur les principales différences entre la géométrie plane et sphérique. Ces résultats proviennent essentiellement des travaux de GITOMER et al. [29] et AFANAS'EV et al. [30] pour ce qui concerne les écoulements en régime de conduction thermique non flux-limitée et de MAX et al. [20] pour les écoulements en régime flux-limité.

II - B-1. ECOULEMENT EN REGIME DE CONDUCTION THERMIQUE NON-FLUX-LIMITEE

L'ensemble de l'écoulement du plasma est régi par les trois équations de conservation qui s'écrivent en géométrie sphérique [29] :

$$\tilde{n}\,\tilde{r}^2\,\tilde{v} = 1 \qquad \text{(II-117)}$$

$$\frac{d\tilde{v}}{d\tilde{r}} = \frac{1}{\tilde{v}} \; \frac{\tilde{T}\left(\frac{2}{\tilde{r}} - \frac{1}{\tilde{T}}\frac{d\tilde{T}}{dr}\right)}{1 - \frac{\tilde{T}}{\tilde{v}^2}} \qquad \text{(II-118)}$$

$$\frac{d\tilde{T}}{d\tilde{r}} = \frac{\frac{Q}{2}\left((\tilde{v}^2 - \tilde{v}_a^{\,2}) + 5\,\tilde{T}\right)}{\tilde{r}^2\,\tilde{T}^{5/2}} \qquad \text{(II-119)}$$

avec $$Q = \frac{r_o\,\rho_o\,c_o^{\,3}}{K_o\,T_o^{\,7/2}} = \text{constante}$$

Dans ces trois expressions, les grandeurs $\tilde{T}$, $\tilde{v}$, $\tilde{n}$, $\tilde{r}$ et $\tilde{v}_a$ sont normalisées à l'aide des valeurs correspondantes au point sonique situé en r_o . La vitesse v_a représente la vitesse du fluide au front d'ablation situé en r_a . La constante Q qui résulte de la normalisation de différentes grandeurs dépend donc de v_a . D'autre part, on recherche des solutions ayant un sens physique ; c'est-à-dire telles que $\frac{dv}{dr}$ reste fini et positif au point sonique. On obtient alors la relation :

$$Q\,(6 - \tilde{v}_a^{\,2}) = 4 \qquad \text{(II-120)}$$

avec la condition : $$\frac{2}{3} \leqslant Q \leqslant \frac{16}{5} \qquad \text{(II-121)}$$

Or nous nous intéresserons aux cas physiques où la vitesse du fluide au front d'ablation est nulle (conditions analogues au § II-A-6). Dans ce cas $v_a = 0$; par conséquent cela impose $Q = \frac{2}{3}$. On peut montrer que $Q = \dfrac{2\,\rho_o\,c_o^{\,3}}{K_o\,T^{5/2}\,\frac{dT}{dr}\Big)_{r_o}}$. Dans ces conditions on observe que le flux

de chaleur $K_o T^{5/2} \left.\frac{dT}{dr}\right)_{r_o}$ au point sonique est égal à $3 \rho_o c_o^3$: un résultat identique a été obtenu en géométrie plane (Cf. équ. II-54).

a) Résolution numérique du système d'équations II-117 à 119

L'intégration numérique de ce système s'effectue en partant du point sonique situé au rayon r_o ; tout d'abord pour $r < r_o$, on obtient ainsi les valeurs des différentes grandeurs au front d'ablation r_a par rapport à leurs valeurs correspondantes au point sonique. Le rapport de ces grandeurs est montré sur la figure II-15 pour les différentes valeurs possibles de Q.

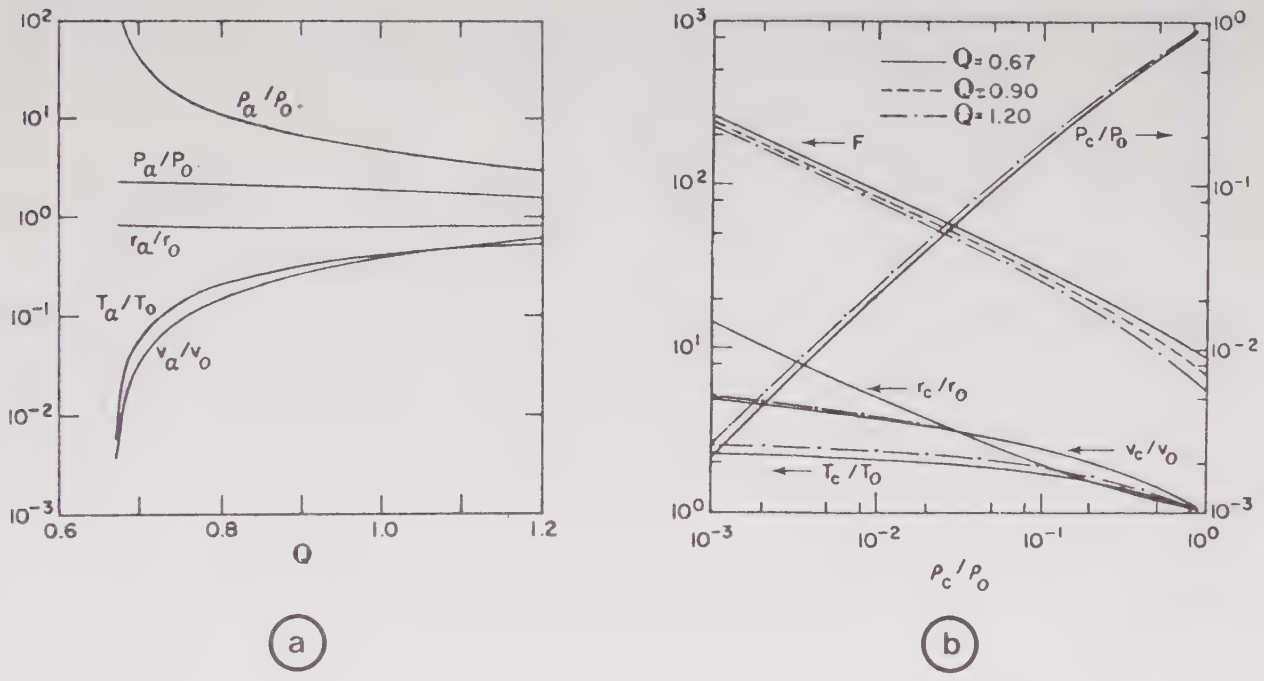


Figure II-15 : Résultats de l'intégration numérique du système d'équation II-117 à II-119 caractérisant un écoulement en géométrie sphérique (d'après la référence [29]) :

a) En fonction du paramètre Q, valeurs des différentes grandeurs de l'écoulement (ρ, P, r, T, v) au front d'ablation, normalisées par leurs valeurs correspondantes au point sonique.

b) Valeurs au point critique des différentes grandeurs normalisées et puissance laser réduite F (équ. II-124) en fonction du rapport $\frac{\rho_c}{\rho_o}$, pour différents paramètres Q.

Ensuite cette intégration est réalisée pour $r > r_o$. Lorsque la densité atteint ρ_c , la puissance laser absorbée W (en Watt) est ajustée de telle façon que la température pour $r \to \infty$ tende vers 0. Le rapport des grandeurs au point critique par rapport au point sonique dépendra donc de $\frac{\rho_c}{\rho_s}$. C'est ce qui est représenté sur la figure II-15 b , ainsi que la puissance laser F normalisée résultante.

Nous ne discuterons pas les profils de température, de densité et de vitesse : il suffit de se reporter à l'article original [29]. Par contre, à l'aide d'une approximation simple de F , nous allons montrer qu'il est possible d'obtenir des expressions analytiques de certains paramètres macroscopiques de l'écoulement : pression d'ablation P_a , débit de masse $\dot{m}$, température au point critique T_c . Il suffit en effet d'admettre que d'après la figure II-15 b , F puisse se mettre sous la forme analytique :

$$F = F_o \, Q^{\alpha} \left(\frac{\rho_c}{\rho_o}\right)^{\beta} \quad \text{avec} \quad F_o = 10 \ , \ \alpha = -0.30 \ , \ \beta = -0.50 \qquad \text{(II-122)}$$

L'erreur ainsi introduite sur F reste inférieure à 5 % pour $10^{-3} \lesssim \frac{\rho_c}{\rho_o} \lesssim 0.2$. Pour $0.2 \lesssim \frac{\rho_c}{\rho_o} \lesssim 1$, l'erreur est plus importante et peut atteindre 25 %. Il suffit dans ce cas d'utiliser des valeurs différentes pour F_o, α et β . Comme nous nous interresserons au seul cas $Q = \frac{2}{3}$ (correspondant à $v_a = 0$) nous utiliserons pour F :

$$F = F_o \left(\frac{\rho_c}{\rho_o}\right)^{\beta} \quad \text{avec} \quad F_o = 9.5 \quad \text{et} \quad \beta = -0.46 \qquad \text{(II-123)}$$

Compte tenu des expressions de F , $\dot{m}$, c_o et de $Q = 2/3$:

$$F = \frac{2 W}{\dot{m} c_o^2} \qquad \text{(II-124)}$$

$$\dot{m} = 4 \pi r_o^2 \rho_o c_o \qquad \text{(II-125)}$$

$$c_o^2 = \frac{Z k T_o}{A m_o}$$

et du fait que, d'après les résultats de la figure II-15 a, on a, quelle

que soit Q :

$$P_a = 2\,P_o \qquad \text{(II-126)}$$

$$r_a = 0.8\,r_o$$

ainsi que $$T_c \approx 2\,T_o$$

En combinant ces différentes expressions, on obtient alors :

$$T_c(\text{KeV}) = 1.4\,\left(\frac{A}{2Z}\right)^{-0.06}\,\lambda_{\mu m}^{-0.20}\,\left(\frac{r_a(\text{mm})}{0.1_{\text{mm}}}\right)^{-0.12}\,\left(\frac{W_{TW}}{0.1_{TW}}\right)^{0.23} \qquad \text{(II-127)}$$

$$\dot{m}\ (\text{Kg/s}) = 0.50\,\left(\frac{A}{2Z}\right)^{0.85}\,\lambda_{\mu m}^{-0.50}\,\left(\frac{r_a(\text{mm})}{0.1_{\text{mm}}}\right)^{0.70}\,\left(\frac{W_{TW}}{0.1_{TW}}\right)^{0.58} \qquad \text{(II-128)}$$

$$P_a(\text{Mbar}) = 8.86\,\left(\frac{A}{2Z}\right)^{0.32}\,\lambda_{\mu m}^{-0.60}\,\left(\frac{r_a(\text{mm})}{0.1_{\text{mm}}}\right)^{-1.36}\,\left(\frac{W_{TW}}{0.1_{TW}}\right)^{0.69} \qquad \text{(II-129)}$$

Dans ces relations W exprimé en Terawatt est la puissance absorbée à la surface critique ; r_a le rayon initial de la cible exprimé en millimètres.

Il faut par ailleurs noter que ces solutions stationnaires n'existent que si la densitécritique est inférieure à la densité du point sonique. Cette condition d'existence des solutions II-127 à 129, $\frac{\rho_o}{\rho_c} \geqslant 1$ s'exprime alors :

$$\frac{\rho_o}{\rho_c} = 6.86\,\left(\frac{A}{2Z}\right)^{0.38}\,\lambda_{\mu m}^{1.60}\,\left(\frac{r_a(\text{mm})}{0.1_{\text{mm}}}\right)^{-1.24}\,\left(\frac{W_{TW}}{0.1_{TW}}\right)^{0.46} \geqslant 1 \qquad \text{(II-130)}$$

Lorsque la condition II-130 n'est plus satisfaite (cela peut être le cas lorsque la longueur d'onde λ ou la puissance W diminuent) il existe également des solutions stationnaires mais qui présentent une discontinuité de densité et de vitesse à l'endroit où le point sonique rejoint la surface critique [15, 30]. Il faut également noter que dans cette classe de solutions aucune discontinuité de température n'est introduite à la surface critique.

b) Application des résultats au calcul du rendement hydrodynamique d'accélération de coquilles

Par un calcul analogue à celui effectué au § II-A-8, nous allons appliquer le modèle de la fusée dans le cas de l'implosion d'une coquille sphérique de masse totale initiale M_o et de rayon initial r_a . Nous simplifierons ce calcul en admettant que le rayon d'ablation r_a reste pratiquement constant pendant la phase d'accélération. Les équations II-104 et II-105 donnant les vitesses d'implosion $V(t)$ et le rendement hydrodynamique η deviennent en géométrie sphérique :

$$V(t) = \frac{P_a \cdot (4\pi r_a^2)}{\mathring{m}} \log x \qquad \text{(II-131)}$$

$$\eta = \eta_o \left(\frac{x \log^2 x}{1 - x}\right) \qquad \text{(II-132)}$$

$$\text{avec} \quad x = \frac{M_o - \mathring{m}t}{M_o} \quad \text{et} \quad \eta_o = \frac{(4\pi r_a^2 P_a)^2}{2 W \cdot \mathring{m}}$$

Compte tenu des relations II-128, 129 donnant $\mathring{m}$ et P_a , on obtient pour η :

$$\eta_o = 0.12 \left(\frac{A}{2Z}\right)^{-0.21} \lambda_{\mu m}^{-0.70} \left(\frac{r_a(mm)}{0.1_{mm}}\right)^{0.58} \left(\frac{W_{TW}}{0.1_{TW}}\right)^{-0.20} \qquad \text{(II-133)}$$

On remarquera la forte dépendance de η_o avec λ.

Il est intéressant de déterminer le rendement hydrodynamique maximum qui résulte de II-133 et qui satisfait $\frac{\rho_o}{\rho_c} \geqslant 1$. En fait, en utilisant les équations II-123, 124, 125, 126 et 132 on aboutit à la relation suivante très simple :

$$\eta_o = 1.64\, F^{-1} \qquad \text{(II-134)}$$

F étant exprimé par II-124.

A l'aide de la figure II-15(b) on constate que pour $Q = \frac{2}{3}$, F est minimum pour $\frac{\rho_o}{\rho_c} = 1$; dans ce cas $F = 9$.

Dans ces conditions, on a :

$$\eta_{max} = \eta_o \times 0.65 = 0.12 \qquad \text{(II-135)}$$

Ainsi donc, on constate que le rendement hydrodynamique d'accélération maximal est égal à 12 %, soit moins de la moitié de ce que l'on avait obtenu en géométrie plane (Cf. § II-A-8). De la même façon qu'en géométrie plane, cette limite est atteinte lorsque la surface critique et le point sonique sont confondus. Dans ces conditions, une analyse du bilan énergétique à la surface critique explique cette valeur limite : en utilisant les notations du § II-A-6 a, on peut montrer que

$$q_1 = - K_o T^{5/2} \frac{dT}{dr}\Big)_{r_c - \delta r} = - 3 \rho_c c_o^3 \quad .$$

Cette relation était identique en géométrie plane (Cf. II-54). Par contre,

$$q_2 = - K_o T^{5/2} \frac{dT}{dr}\Big)_{r_c + \delta r} = 1,5 \rho_c c_o^3 \quad .$$

Le flux de chaleur alimentant la couronne sous-critique est donc plus important en géométrie sphérique (Cf. II-53 pour la géométrie plane). D'autre part, un effet de "géométrie" contribue également à la diminution du rendement hydrodynamique : la pression d'ablation P_a est appliqué au rayon d'ablation r_a qui est égal à 0.8 fois le rayon sonique.

II - B-2. ECOULEMENT EN PRESENCE DE CONDUCTION THERMIQUE LIMITEE

C. MAX et al. [20] ont étudié le régime d'écoulement résultant de la présence d'une limitation de la conduction thermique au voisinage de la densité critique. Nous résumerons ici les principaux résultats en les comparant à ceux obtenus en géométrie plane.

Pour un facteur de flux limite Φ donné, il existe une zone où l'écoulement est classique. Cette zone s'étend du front d'ablation r_a à un rayon r_l où le nombre de Mach local M_l vérifie la relation II-75. Pour $r_l \leqslant r \leqslant r_c$, le flux de chaleur est limité, le nombre de Mach est par conséquent constant et vérifie II-75. Contrairement à la géométrie plane, il existe des solutions stationnaires présentant un nombre de Mach constant en géométrie sphérique.

L'écoulement devant être supersonique pour $r > r_c$, il apparaîtra une discontinuité de densité à la surface critique uniquement si $M_1 < 1$ (c'est-à-dire si le flux limite $\Phi < 0.6$). Par contre, la température est supposée partout continue. Enfin, dans la zone sous-critique pour $r > r_c$, l'écoulement redevient classique.

Un exemple de profils de températures, de vitesse, de densité et de nombre de Mach est illustré sur la figure II-16 .

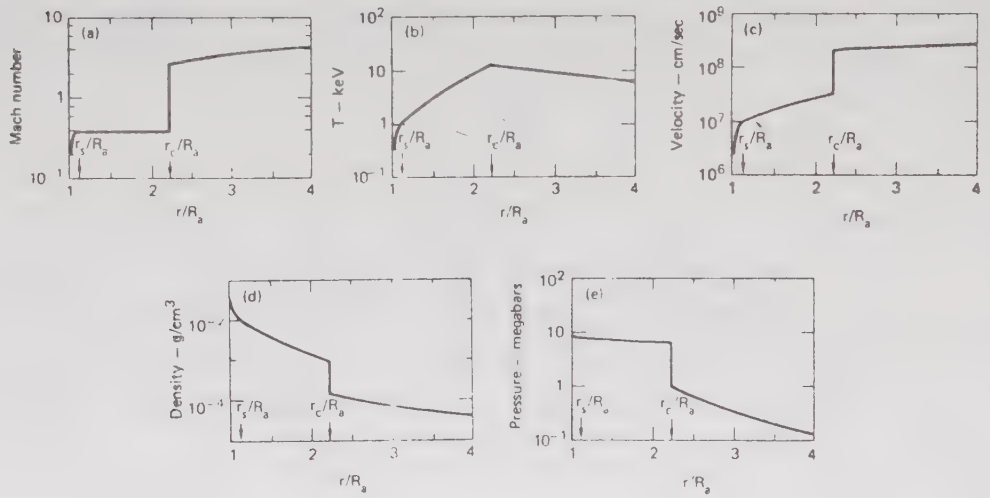


Figure II-16 : D'après la référence [20], profils théoriques : (a) du nombre de Mach (b) de la température (c) de la vitesse (d) de la densité (e) de la pression. pour $\Phi = 0.2$; $\lambda = 2.65\ \mu m$; $W = 7{,}85\ 10^{13}$ Watt ; $r_a = 1$ mm ; $A = 2Z = 12$. On notera l'absence de discontinuité de la température. La zone flux limitée s'étend de r_s à r_c.

Une solution analytique globale de l'écoulement s'obtient en raccordant les différentes zones précédemment décrites. Il apparaît un paramètre σ qui est en quelque sorte un indice de limitation de flux. En effet, la seule donnée du facteur de flux limite Φ est insuffisante pour savoir si l'écoulement présentera une région en régime flux-limité. Ainsi, pour Φ donné, une cible de faible rayon peut présenter une région flux limitée ; alors qu'une cible de rayon plus important peut être entièrement classique.

L'indice σ est équivalent au facteur Q introduit dans le cas de l'écoulement classique (Cf. II-B-1) : il traduit le rapport entre le flux de chaleur classique et le flux limité. Plus précisément :

$$\sigma = \frac{2}{5} \frac{K_o T^{7/2}}{5 \Phi \rho_c c^3(r_c) r_a} \left(\frac{r_a}{r_c}\right)^{8/3} \qquad \text{(II-136)}$$

soit en unités pratiques :

$$\sigma \approx 8.9 \left(\frac{r_a(mm)}{0.1_{mm}}\right)^{11/3} \cdot \left(\frac{W_{TW}}{0.1_{TW}}\right)^{4/3} \cdot \lambda_{\mu m}^{+4/3} \cdot \left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{-1} \qquad \text{(II-137)}$$

Ainsi donc, la conduction thermique sera limitée au voisinage de la densité critique pour des conditions telles que $\sigma >> 1$. On remarquera que pour $\Phi \approx 0.2$ (valeur typique d'après certains résultats expérimentaux), la condition $\sigma > 1$ est aisément réalisée pour des valeurs réalistes de r_a , I , et λ : c'est donc ce modèle en régime flux-limité qui est adapté à la description des découlements d'expériences actuelles.

Donnons les relations déterminant les grandeurs macroscopiques : température à la surface critique, flux de masse, et pression d'ablation. Il est intéressant de les comparer aux relations équivalentes obtenues en géométrie plane (Cf. II-84, 86, 88) :

$$T_2 = \frac{Am_o}{(Z+1)k} \cdot \left[\frac{I_o}{\rho_c} H'(\Phi)\right]^{2/3} \qquad \text{(II-138)}$$

$$\dot{m} = 4\pi r_a \left[I_o \rho_c^2\right]^{1/3} G'(\Phi) \, \sigma^{\frac{2(1+M_1^2)}{22+7M_1^2}} \qquad \text{(II-139)}$$

$$P_a = I_o^{2/3} \rho_c^{1/3} \beta'(\Phi) \, \sigma^{\frac{(M_1^2-2)}{22+7M_1^2}} \qquad \text{(II-140)}$$

Dans ces relations, $I_o = \frac{W}{4\pi r_a^2}$ est l'intensité laser absorbée ; les expressions $H'(\Phi)$, $G'(\Phi)$ et $\beta'(\Phi)$ sont des fonctions de Φ représentées sur la figure II-17 : M_1 vérifiant l'équation II-75.

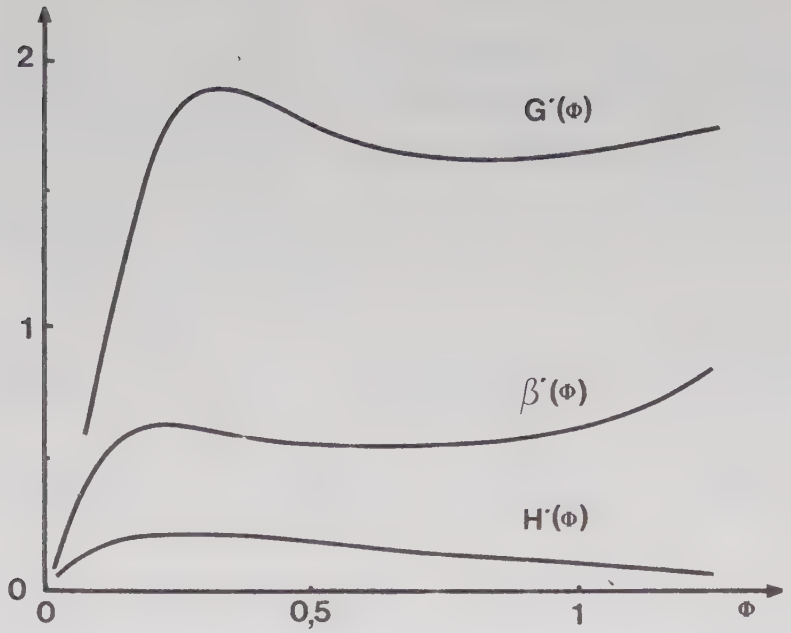


Figure II-17 : Fonctions H'(Φ) , G'(Φ) et β'(Φ) utilisées dans les équations II-138, 139, 140 (d'après la référence [20])

Compte tenu de la dépendance de σ vis-à-vis de la longueur d'onde, de l'intensité absorbée et du rayon de la cible (Cf. II-137), les lois d'échelles de $\overset{\circ}{m}$ et P_a avec ces paramètres sont très différentes de celles obtenues en géométrie plane et de plus dépendent du flux limite Φ . On voit donc l'importance de la détermination expérimentale de ce facteur de flux limite.

L'importance de l'indice de limitation σ apparaît lorsque l'on calcule le rendement hydrodynamique η . En géométrie plane, nous avions vu (Cf. II-106) l'indépendance de η_{max} vis-à-vis de λ et W . Ce n'est plus le cas maintenant en géométrie sphérique. En effet, en utilisant l'expression II-132 on obtient :

$$\eta_o = \frac{(4\Pi r_a^2 P_a)^2}{2 W_o \overset{\circ}{m}} = 0.5 \frac{\beta'^2(\Phi)}{G'(\Phi)} \sigma^{-\frac{4}{22+7M_1}} \qquad \text{(II-141)}$$

Ainsi, pour $\Phi << 1$ on obtient : (Rappelons que $\sigma >> 1$)

$$\eta_o \rightarrow 0.48\ \sigma^{-0.18} \qquad \text{(II-142)}$$

Etant donné la dépendance de σ avec la longueur d'onde (Cf. II-137) on remarquera, entre autres, l'augmentation du rendement hydrodynamique par l'utilisation de courtes longueurs d'onde.

II-C - VALIDITÉ DES MODÈLES PRÉCÉDENTS - CAS DE L'ABSORPTION NON-LOCALISÉE À LA DENSITÉ CRITIQUE

Dans les différents modèles précédents, nous avions supposé que l'absorption s'effectuait essentiellement à la densité critique ; cette hypothèse ayant pour but de simplifier les modèles et de faciliter les calculs correspondants. Or il est évident que l'utilisation de lasers à courte longueur d'onde, de flux laser incidents de faible intensité ou d' impulsions laser de grande durée vont favoriser l'absorption collisionnelle par Bremsstrahlung Inverse qui sera délocalisée dans la couronne sous-critique [31]. Nous nous proposons donc dans ce chapitre de montrer les modifications des résultats précédents lorsque l'on tient compte de cet effet. Nous n'étudierons que le cas d'un écoulement en régime non-flux-limité en géométrie plane. L'extension de ces résultats à d'autres situations étant relativement simple.

II-C-1. CRITERE D'APPARITION D'UNE ABSORPTION NON-LOCALISEE A LA SURFACE CRITIQUE

Il s'agit donc de calculer l'absorption par Bremsstrahlung Inverse dans un profil de densité exponentiel (donné par exemple par II-20). D'autre part, la température de la couronne étant déterminée d'une façon self-consistante par une relation analogue à II-55, il est alors possible de déterminer l'absorption en fonction des différents paramètres du problème : flux laser incident $I_{inc.}$, longueur d'onde du laser λ , et durée d'impulsion τ du laser (qui détermine la longueur caractéristique du gradient de densité $c\tau$ dans II-20) [31, 32] . Une étude analytique de ce problème a été réalisée par MORA [32] . Il apparaît en fait deux

régimes limites définis par la fraction laser absorbée. On peut définir un flux caractéristique I_o qui sépare ces deux régimes :

$$I_o\ (W/cm^2) \approx 2.10^{13}\ \lambda_{\mu m}^{-5}\ \left(\frac{A}{2Z}\right)^{5/4} \left(\frac{\overline{Z}}{3.5}\right)^{3/2} \tau_{ns}^{3/2} \qquad \text{(II-143)}$$

Dans cette expression $\overline{Z}$ représente la charge ionique Z pour un plasma simple ou $\frac{<Z^2>}{<Z>}$ pour un mélange ionique. Lorsque le flux laser incident sera supérieur à I_o, l'absorption A ne sera pas totale. Dans la limite des faibles absorptions, on peut montrer qu'elle vaut [32] :

$$A \approx 1.35\ \left(\frac{I_{inc}(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{-2/5} \cdot \lambda_{\mu m}^{-2}\ \left(\frac{2Z}{A}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\overline{Z}}{3.5}\right)^{3/5} \cdot \tau_{ns}^{3/5} \qquad \text{(II-144)}$$

Par contre, pour $I_{inc} < I_o$, l'absorption sera totale : $A \approx 1$.
Examinons maintenant les conséquences sur l'écoulement.

II - C-2. MODIFICATIONS DE L'ECOULEMENT

a) Pour $I_{inc} > I_o$, l'absorption est inférieure à 1. Dans ce régime, le rayonnement laser atteint puis est réfléchi par la surface critique. Par ailleurs, il est possible de montrer que 50 % de l'absorption s'effectue à des densités comprises entre ρ_c et $0.88\ \rho_c$. Dans ces conditions, on peut admettre que la couronne sous-critique est isotherme à partir de la densité critique. On peut donc considérer que l'écoulement à la densité critique reste sonique. Par conséquent, tous nos résultats précédents (Cf. II-A) où l'on admet un dépôt à ρ_c restent valables. Il suffit d'introduire dans les différentes formules l'intensité laser I_a réellement absorbée.

b) Pour $I_i < I_o$, l'absorption est totale : le rayonnement laser est absorbé avant d'atteindre la surface critique. La couronne sous-critique n'est par conséquent plus isotherme ; il est possible dans ces conditions de déterminer l'endroit où existe le maximum de température : en effet, en admettant une élévation de température proportionnelle à

l'énergie spécifique déposée dans le milieu, on peut facilement montrer que le maximum de température est observé à une densité ρ_o donnée par :

$$\frac{\rho_o}{\rho_c} = \left(\frac{c}{\nu_c c_o \tau}\right)^{1/2} = \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{1/4} \cdot \lambda_{\mu m}^{5/4} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{5/16} \cdot \left(\frac{\overline{Z}}{3.5}\right)^{-3/8} \cdot \tau_{ns}^{-3/8} \qquad \text{(II-145)}$$

où c représente la vitesse de la lumière, ν_c et c_o étant respectivement la fréquence de collisions électron-ion et la vitesse du son locales. Le membre de droite de II-145 est obtenu en tenant compte de la dépendance de ν_c et de c_o avec la température déterminée dans la référence [32].

Or nous avons vu (Cf. équ. II-51) que, s'il existe un point sonique dans un écoulement stationnaire, il apparaît à l'endroit du maximum de température : ce sera donc le cas à la densité ρ_o .

On peut donc dans ce régime déterminer le flux de masse $\mathring{m}$ et la pression d'ablation P_a [32] :

$$\mathring{m} = \rho_o c_o$$

$$= 143 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10^{14}}\right)^{3/4} \cdot \lambda_{\mu m}^{-1/2} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/8} \cdot \left(\frac{\overline{Z}}{3.5} \cdot \tau_{ns}\right)^{-1/4} \ (Kg/s/cm^2) \qquad \text{(II-146)}$$

$$P_a = 2 \rho_o c_o^2$$

$$= 11{,}6 \left(\frac{I\ W/cm^2}{10}\right)^{3/4} \cdot \lambda_{\mu m}^{-1/4} \cdot \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/16} \cdot \left(\frac{\overline{Z}}{3.5} \cdot \tau_{ns}\right)^{-1/8} \ (Mbar) \qquad \text{(II-147)}$$

Si l'on compare ces expressions avec les expressions équivalentes II-58 et 59 obtenues dans le cas du dépôt d'énergie à la densité critique, on s'aperçoit de leur bien plus faible dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde [32]. Cette "saturation" résulte bien sûr du dépôt de l'énergie à des densités inférieures à la densité critique.

Le calcul du rendement hydrodynamique aboutit à un résultat analogue au cas du dépôt à la densité critique, c'est-à-dire un rendement maximum de 32 % (Cf. § II-A-8). En fait, ce dépôt "effectif" à des densités

$\rho_o << \rho_c$ va avoir un effet analogue à celui décrit au § II-A-10 : l'épaisseur équivalente de solide comprise entre le front d'ablation et la densité ρ_o sera bien sûr supérieure à celle comprise entre ce même front d'ablation et ρ_c . La correction P_I à la pression d'ablation sera par conséquent plus importante dans le cas d'accélération de cibles; Néanmoins, compte tenu de la dépendance de ρ_o avec λ ($\rho_o \propto \lambda^{-3/4}$), l'utilisation de courtes longueurs d'onde reste bénéfique.

II-D - CONCLUSIONS

En résumé, nous avons montré le rôle primordial joué par la conduction thermique dans les écoulements créés par laser. Nous avons vu son effet sur le flux de masse ablatée $\mathring{m}$ et la pression d'ablaton P_a , ces deux paramètres essentiels définissant l'accélération d'une coquille. Nous constatons qu'une réduction du facteur de flux limite a pour conséquence une diminution de $\mathring{m}$ et de P_a , ainsi que la création de discontinuités de température et de densité au voisinage de la surface critique. Les conséquences de ce dernier effet sur les taux et les processus d'absorption dans la couronne sous-critique n'ont pas été examinées ici ; signalons qu'il serait possible d'étudier quantitativement cette question par une méthode analogue à celle employée dans la référence [32].

Nous avons également mis en évidence l'effet de la longueur d'onde laser sur les différents paramètres de l'écoulement, et l'intérêt qu'il y a à utiliser des lasers à courte longueur d'onde. Celles-ci permettent, par exemple, d'atteindre les rendements hydrodynamiques d'accélération limites prévus théoriquement. Ce point étant essentiel quand on connaît l'importance de ce paramètre dans la détermination du gain d'une cible ou de son énergie minimale d'allumage [33].

En fait, ces conséquences ne sont vérifiées que dans la mesure où l'écoulement est stationnaire : ce sera le cas si la durée de l'impulsion

laser τ est supérieure au temps d'établissement t_o de l'écoulement défini par II-70. Le critère d'existence d'un régime stationnaire s'écrit alors :

$$\left(\frac{I_a(W/cm^2)}{10^{14}}\right) \cdot \lambda_{\mu m}^4 \lesssim 5\ 10^{-2}\ \tau(ns)\left(\frac{2Z}{A}\right)^{2/3} \qquad \text{(II-148)}$$

On remarquera dans cette relation la très forte influence de la longueur d'onde λ : on peut donc affirmer qu'aux courtes longueurs d'ondes ($\sim 4\omega_o$, $3\omega_o$), pour des intensités laser de 10^{14} à 10^{15} W/cm^2 et des durées d'impulsion variant de 0.1 à 1 ns , le régime stationnaire est pratiquement établi.

Dans ces conditions où un régime stationnaire existe, il est intéressant de remarquer que les paramètres macroscopiques (tels que P_a, $\mathring{m}$, T_2) sont indépendants de la valeur du coefficient K_o de la conductibilité thermique de SPITZER, et ne sont pas, par conséquent, affectés par une éventuelle indétermination de celui-ci ; seul le facteur de flux limite Φ interviendra dans ces relations. Ce n'est plus le cas pendant la phase transitoire d'établissement de ce régime stationnaire : non seulement ces paramètres dépendent de K_o , mais également le critère d'apparition de la limitation du flux thermique $\Phi < 0.6$ (équ. II-73) n'est plus valable ; le facteur de flux limite Φ a un effet sur l'écoulement, même lorsque Φ est supérieur à 0.6.

RÉFÉRENCES

(CHAPITRE II)

1. B. AHLBORN et W. ZUZAK, Can. J. Phys. 47, 1709 (1969); et Can. J. Phys. 51, 1416 (1973).

2. Ya. ZELDOVITCH and Yu. RAISER, Physics of shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena - Academic Press (1966).

3. - L. LANDAU and E. LIFCHITZ, Mecanique des Fluides, Editions MIR (1967).
   - R. COURANT and K.O. FRIDRICHS, Supersonic flow and Shock Wave (Interscience, 1967).

4. S RAMSDEN et P. SAVIC, Nature 203, 1217 (1964).

5. J.P. BABUEL-PEYRISSAC, C. FAUQUIGNON, F. FLOUX, Rapport CEA - R - 3970.

6. D.W. FORSLUND, J.M. KINDEL and K. LEE, Phys. Rev. Lett. 39, 284 (1977).

7. A.V. GUREVICH et al., Sov. Phys. JETP 22, 449 (1966).

8. J.E. CROW, P.L. AUER and J.E. ALLEN, J. Plasma Phys. 14, 65 (1975).

9. J.E. ALLEN and J.G. AUDRENS, J. Plasma Phys. 4, 187 (1970).

10. J. DENAVIT, Phys. Fluids 22, 1384 (1979).

11. P. MORA and R. PELLAT, Phys. Fluids 22, 2300 (1979).

12. C.E. MAX and C.F. McKEE, Phys. Rev. Lett. 39, 1336 (1977).

13. J.D. PEREZ and G L. PAYNE, Phys. Fluids 22, 361 (1979).

14. F.S. FELBER, Phys. Rev. Lett. 39, 84 (1977).

15. L. MONTIERTH and R. MORSE (à paraître).

16. F.J. MAYER, R.L. BERGER and C.E. MAX, Phys. Fluids 23, 1244 (1980).

17. J.L. BOBIN, Phys. Fluids 14, 2341 (1971).

18. H. TAKABE, K. NISHI HARA and T. TANIUTI, J. Phys. Soc. Japan 45, 2001 (1978).

19. K. LEE, D.W. FORSLUND, J.M. KINDEL and E.L. LINDMAN, Phys. Fluids 20, 51 (1977).

20. C.E. MAX, C.F. McKEE and W.C. MEAD, Phys. Fluids 23, 1620 (1978).

21. B.H. RIPIN et al., Phys. Fluids 23, 1012 (1980).

22. B.M. RIPIN et al., NRL Memorandum Report 4212.

23. J. VIRMONT, Rapport d'activité du GRECO 1977 (§A-2-1) ; 1978 (page 31).

24. D.I. ATTWOOD et al. Phys. Rev. Lett. 40, 184 (1978).

25. A. RAVEN et al., Phys. Rev. Lett. 43, 278 (1979).

26. R. BENATTAR, C. POPOVICS, Phys. Rev. Lett. 45, 1108 (1980).

27. J. VIRMONT, R. PELLAT, P. MORA, Phys. Fluids 21, 567 (1978).

28. P. MULSER and Van KESSEL, Phys. Rev. Lett. 38, 902 (1977).

29. S.J. GITOMER, R.L. MORSE and B.S. NEWBERGER, Phys. Fluids 20, 234 (1977).

30. YuV. AFANAS'EV et al., Sov. Phys. JETP 44, 311 (1976).

31. C. GARBAN-LABAUNE et al., Rapport GRECO 1980 (pages 30 et 36).

32. P. MORA (à paraître dans Phys. FLuids.); voir aussi les publications citées.

33. S. BODNER, N.R.L. Memorandum Report n° 4453.

C H A P I T R E III

DISCUSSION DE LA METHODE EXPERIMENTALE UTILISEE

PRINCIPE DE LA METHODE DES FEUILLES MINCES

* * * * *

Page

PLAN DU CHAPITRE

III - A RAPPEL DES PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX AYANT MIS EN EVIDENCE UNE DIMINUTION DE LA CONDUCTION THERMIQUE 114

A-1. Expériences non spécifiques 114

A-2. Expériences spécifiques d'étude de transport 115

a) Cibles multicouches 115

b) Technique des feuilles minces 117

III - B EXEMPLES DE REPONSES DES DIFFERENTS DIAGNOSTICS ASSOCIES AUX FEUILLES MINCES DANS DES SITUATIONS SIMPLES 120

B-1. Régime "ablatif" 120

B-2. Régime "conductif" 122

III - C DISCUSSION DE LA METHODE EXPERIMENTALE A L'AIDE DES SIMULATIONS NUMERIQUES 126

C-1. Caractéristiques du code hydrodynamique FILM 126

C-2. Effet de la conduction thermique 127

C-3. Effet des électrons suprathermiques 131

Nous nous proposons dans ce chapitre de justifier la méthode expérimentale utilisée pour étudier la conductivité thermique, à savoir l'utilisation de la *méthode des feuilles minces*. Nous montrerons l'intérêt et les limites de cette méthode en discutant les réponses des différents diagnostics associés, d'abord dans le cas de situations simples pour en présenter certains aspects qualitatifs, puis plus précisément dans des situations proches de la réalité à l'aide de simulations numériques.

Au préalable, nous rappellerons brièvement les différentes expériences, directes ou indirectes, qui ont également conduit à la mise en évidence d'une conduction thermique limitée.

III-A - RAPPEL DES PRINCIPAUX RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AYANT CONDUIT À LA MISE EN ÉVIDENCE D'UNE INHIBITION THERMIQUE

III-A-1. EXPERIENCES NON SPECIFIQUES

Dans ces expériences, la mise en évidence est indirecte et résulte d'une comparaison de l'ensemble de l'expérience avec des simulations numériques. Ainsi, en géométrie plane avec un laser à 1.06 µm, sur des cibles en polystyrène (CH) [1] ou d'or [2], les simulations numériques bidimensionnelles montrent une très grande dépendance de l'extension radiale et axiale de l'émission X, ainsi que du spectre X émis avec l inhibition thermique. Expérimentalement il apparaît que ces données sont tout à fait compatibles avec une forte limitation de la conduction ou avec la présence de champs magnétiques autogénérés dans la couronne.

En géométrie sphérique à 1.06 µm, dans l'interprétation de certaines expériences d'implosion [3 - 5], il apparaît que les vitesses d'implosions observées, ainsi que la compression du coeur ou son émission X continue,

sont également interprétées par un ensemble de paramètres où il est indispensable d'introduire une limitation de la conductivité thermique avec un facteur de flux limite $f \simeq 0.03 - 0.05$.

III - A-2. EXPERIENCES SPECIFIQUES D'ETUDE DU TRANSPORT

Etant donné la complexité des expériences précédentes pour l'interprétation des processus de transport, des expériences plus spécifiques ont été réalisées. Celles-ci font appel à deux techniques essentiellement utilisées jusqu'à présent : les cibles multicouches et les feuilles minces.

Le but de la méthode est identique dans les deux cas ; il s'agit de déterminer quelle quantité de matière a été chauffée pour une énergie laser absorbée pendant un certain temps. En effet, l'épaisseur chauffée est directement reliée au flux d'énergie qui pénètre dans le solide (Cf. chapitre II).

a) Technique des cibles multicouches

Cette technique utilise essentiellement un diagnostic basé sur la spectroscopie dans le domaine X. La cible utilisée est composée d'un substrat massif recouvert d'une couche d'épaisseur variable d'un matériau différent (Figure III-1 a). L'intensité d'une raie X émise par un ion hydrogénoïde du substrat,qui est donc caractéristique du chauffage de ce substrat à des températures élevées, décroît lorsque l'épaisseur de la couche augmente (Figure III-1 b). Cette émission disparaît pour une certaine épaisseur de la couche qui définit alors la quantité de matière chauffée pendant l'expérience. Ces cibles composites ont été utilisées à la fois en géométrie plane [6 - 9] et en géométrie sphérique [10 - 11].

Cette méthode permet également d'étudier le dépôt d'énergie des électrons suprathermiques : on observe alors les raies d'émission K_α des atomes du substrat qui sont caractéristiques de l'excitation de ces atomes

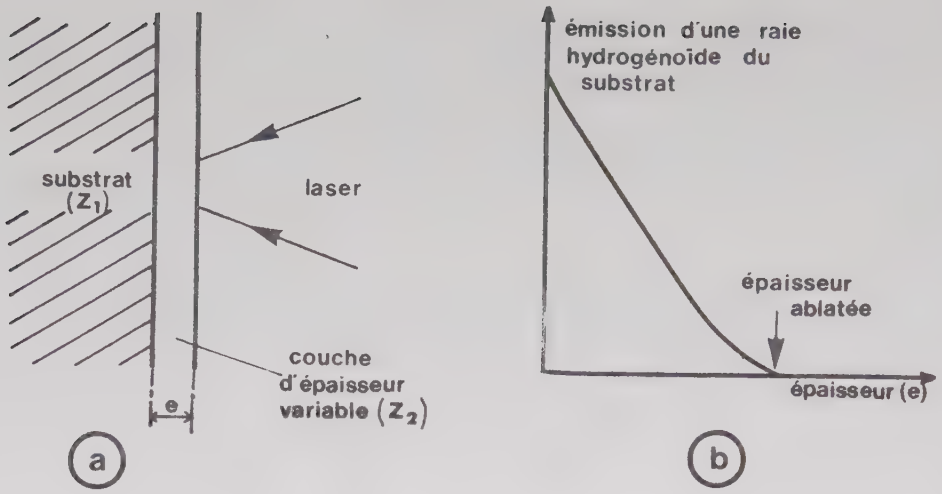


Figure III-1 : a) Principe d'une cible structurée. Le substrat possède un numéro atomique Z_1 différent de celui de la couche d'épaisseur variable le recouvrant.
b) L'épaisseur de la couche assurant la disparition d'une raie hydrogénoïde du substrat définit l'épaisseur ablat

placés dans un milieu relativement froid par des électrons très énergétiques [12 - 13]. En fait dans ce cas les cibles peuvent être plus complexes ; le substrat est alors recouvert de plusieurs couches. Chaque couc est constituée d'un matériau différent et joue un rôle particulier : émission des raies K_α , ralentissement des électrons rapides, formation du plasma [13].

Enfin, il faut noter que l'étude de l'évolution du spectre continu de l'émission de rayonnement X "thermique" ($h\nu < \sim 5$ KeV) et "dur" ($h\nu > \sim 5$ KeV) en fonction de l'épaisseur de la couche, permet également l'étude du transport thermique et suprathermique [14 - 15].

L'avantage de la technique des cibles multicouches réside dans le fait qu'elle peut être utilisable en géométrie sphérique. Les effets bidimensionnels inhérents aux expériences réalisées en géométrie plane sont alors fortement réduits. Néanmoins, l'interprétation de ces expérienc nécessite une description assez précise des différents processus de

physique atomique relatifs à l'émission des raies X hydrogénoïdes ou K_α étudiées et à leur implantation dans un code hydrodynamique.

b) Technique des feuilles minces

Examinons maintenant la technique utilisant des feuilles minces [16 - 21]. Une feuille mince sépare l'espace en deux demi-espaces : le demi-espace que nous définirons comme l'avant est celui où arrive le laser; le demi-espace arrière étant l'autre. Une feuille mince représente en quelque sorte une coquille de grand diamètre qui va être accélérée pendant l'impulsion. Les caractéristiques de cette accélération pourront donc être aisément étudiées avec cette technique, l'arrière de la feuille étant accessible dans cette géométrie.

Soit e_a l'épaisseur de solide ablatée durant l'impulsion laser. On conçoit aisément que les diagnostics en place auront des réponses très différentes suivant que l'épaisseur e initiale de la feuille sera supérieure ou inférieure à e_a. Par exemple si $e < e_a$, la feuille sera intégralement chauffée ; l'expansion ionique résultant de la détente sera relativement symétrique entre l'avant et l'arrière. En revanche, si $e > e_a$, le comportement devient de plus en plus semblable au cas d'une cible massive et il apparaîtra une dissymétrie de l'émission ionique entre l'avant et l'arrière de la feuille. L'utilisation de feuilles d'épaisseurs initiales variables permettra donc de détecter ce changement de régime, indiquant ainsi l'épaisseur ablatée e_a.

Décrivons plus précisément le principe des diagnostics utilisés. Nous verrons ainsi qu'un autre avantage des feuilles minces réside dans l'utilisation de diagnostics simples facilement simulables dans un code hydrodynamique.

- *Diagnostic optique : Mesure de la transmission de l'énergie laser à travers la feuille.*

Lorsque la transmission de l'impulsion laser à travers la feuille est non-nulle, cela signifie que cette feuille a été intégralement chauffée

pour qu'elle puisse se détendre afin que sa densité maximum devienne sous-critique pendant l'impulsion laser. L'épaisseur minimum de la feuille donnant une transmission nulle définira ainsi une épaisseur minimum chauffée pendant la durée τ de l'impulsion laser.

En fait, expérimentalement, nous utiliserons l'épaisseur de feuille d_T assurant une transmission de 10 % : d'une part, pour cette épaisseur, on obtient un signal de transmission bien supérieur au bruit de l'ordre de 1-2 % obtenu sur cible épaisse (Voir par exemple les figures V-1 et V-2) ; par ailleurs, on peut montrer à l'aide de simulations numériques, que d_T ainsi défini est peu sensible à la forme de la queue de l'impulsion laser qui est difficile à connaître expérimentalement. Par conséquent nous pouvons considérer que d_T est représentatif d'une expérience réalisée avec une impulsion laser "complète" de durée τ et d'énergie donnée.

De la même façon que pour la transmission, il est facile de comprendre que la mesure de l'énergie laser *réfléchie* par la cible peut également servir à définir une épaisseur caractéristique semblable à d_T : cette réflexion étant liée à la présence d'une densité critique dans le milieu pendant l'impulsion laser. Ce diagnostic sera donc également utilis

- *Diagnostic lié à l'émission X. Mesure de cette émission en fonction de l'épaisseur de la feuille.*

L'émission X du spectre continu dans la gamme de fréquence correspondant au rayonnement "thermique" ($h\nu \lesssim \sim 5$ KeV) est caractéristique de l'émission du plasma contenu dans la zone de conduction. La matière ablaté va s'échauffer progressivement dans cette zone de conduction et rayonnera dans ce domaine X thermique. Par conséquent, le signal X émis est proportionnel à la quantité totale de matière chauffée pendant l'impulsion laser. En utilisant des feuilles d'épaisseurs initiales croissantes, on observera au-delà d'une certaine épaisseur, que nous appellerons d_x, une saturation de ce signal : cela signifie que l'on ne chauffera pas davantage de matière pendant l'impulsion laser.

Il est également possible de suivre l'émission X dans le domaine "dur" ($h\nu \geq 5$ KeV) qui est caractéristique de la présence d'une population d'électrons suprathermiques. En appliquant un raisonnement analogue, on peut alors déterminer une épaisseur caractéristique où s'effectue le dépôt d'énergie de ces électrons suprathermiques (Voir § I-D). En fait, l'interprétation est délicate : les électrons rapides peuvent effectuer de multiples passages dans la feuille (Voir § V-A2) et augmenter ainsi artificiellement l'émission du rayonnement des X "durs" dans une feuille d'épaisseur inférieure à leur distance d'arrêt.

- *Diagnostic de l'émission ionique : Etude de la symétrie de l'émission ionique entre l'avant et l'arrière de la feuille.*

Ce diagnostic utilise l'émission ionique du plasma. Lorsque l'on chauffe intégralement une feuille, on s'attend à une explosion relativement symétrique de cette feuille, avec en conséquence une émission similaire entre l'avant et l'arrière de la feuille. Ce sera donc le cas lorsque $e < e_a$. Le temps de vol des ions correspondant au plasma thermique et observés à l'aide de collecteurs de charges (Voir § V-A-1) placés symétriquement de part et d'autre de la feuille seront donc similaires. Il n'en sera plus de même d'une feuille d'épaisseur initiale supérieure à e_a. Dans ce cas, l'arrière de la feuille sera relativement froid ; le temps de vol des ions émis à l'arrière sera par conséquent plus long que le temps de vol correspondant des ions émis à l'avant. A l'aide de feuilles d'épaisseurs croissantes, on peut donc déterminer l'épaisseur caractéristique, que nous appellerons d_i, pour laquelle nous observons l'égalité des temps de vols entre l'avant et l'arrière.

Ce qui est valable pour les ions thermiques, caractéristiques d'un plasma d'ablation, l'est également pour les ions "rapides" accélérés par le champ électrostatique ambipolaire généré par les électrons suprathermiques. Dans ce cas, l'émission d'ions rapides à l'arrière de la feuille traduit l'effet d'électrons suprathermiques ayant traversé celle-ci. L'étude de la symétrie de l'émission d'ions rapides est donc directement reliée au transport des électrons suprathermiques et permet également de définir une épaisseur caractéristique de la pénétration de ces électrons dans la matière [22].

III-B - EXEMPLES DE RÉPONSES DES DIFFÉRENTS DIAGNOSTICS ASSOCIÉS AUX FEUILLES MINCES DANS DES SITUATIONS SIMPLES

Pour situer les limites de cette méthode expérimentale, nous allons illustrer les réponses de ces différents diagnostics pour des situations correspondant à des schémas de conductivité thermique très simplifiés : ce sera tout d'abord le cas d'un régime idéalement "ablatif", ensuite le cas opposé d'un régime purement "conductif".

III - B-1. REGIME "ABLATIF"

Nous supposerons une impulsion laser de flux abosrbé I_a constant et de durée d'impulsion τ . Le régime est considéré comme fortement ablatif dans la mesure où l'on néglige tout mécanisme de conduction thermique, pour admettre qu'une discontinuité en densité, en température et en vitesse existe instantanément dans cet écoulement stationnaire (Voir figure III-2). En fait, nous avons vu au chapitre II que cette situation correspondait au cas extrême d'une conductivité thermique très faible ou d'une forte limitation du flux thermique.

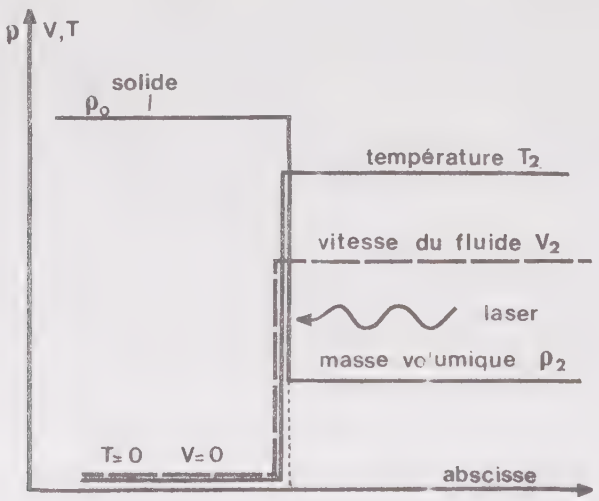


Figure III-2 : Exemple des profils de densité, température et vitesse simulant un régime "ablatif" idéal.

Dans ces conditions, le flux de masse $\dot{m}$ correspondant à la densité ρ_2 où le fluide est animé d'une vitesse v_2 est donc : $\dot{m} = \rho_2 . v_2$. Pour une durée d'impulsion τ et un solide de densité initiale ρ_o , l'épaisseur e_a de solide ablatée est telle que : $\rho_2 v_2 \tau = \rho_o e_a$. Une feuille d'épaisseur $e < e_a$ sera donc ablatée en un temps t_o tel que $\rho_2 v_2 t_o = \rho_o e$. L'impulsion laser étant transmise pour les temps $t > t_o$, la transmission T sera simplement :

$$T(e) = \frac{\tau - t_o}{t_o} = 1 - \frac{t_o}{\tau} = 1 - \frac{e}{e_a} \qquad \text{(III-1)}$$

La transmission (ou la réflexion) résultante en fonction de l'épaisseur de la feuille est représentée sur la figure III-3a.

L'évolution de l'émission X "thermique" en fonction de l'épaisseur de la feuille est également très simple à déterminer dans ce schéma. Elle est représentée sur la figure III-3 b.

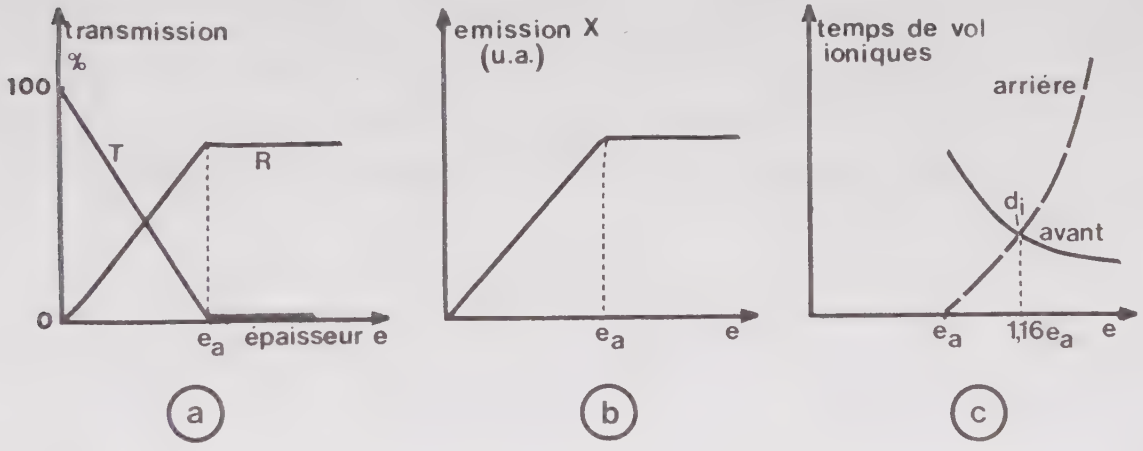


Figure III-3 : Exemple de réponses des différents diagnostics en fonction de l'épaisseur de la feuille dans le cas d'un régime ablatif idéal.

a) Transmission (T) ou réflexion (R) de l'impulsion laser.

b) Emission X thermique.

c) Evolution des temps de vols ioniques avant - arrière pour deux collecteurs de charges symétriques.

Pour ce qui concerne le diagnostic utilisant les temps de vol ioniques, il faut considérer que la feuille est accélérée par "effet fusée". Nous avons vu (§II-A-8) que, pour les paramètres définis précédemment, la vitesse v d'une feuille d'épaisseur initiale e lorsque son épaisseur est réduite à $e - e_a$, après un temps d'accélération τ, s'exprime simplement par (Cf. II-104) :

$$v(e) = v_2 \log \left(\frac{e}{e - e_a}\right) \qquad \text{(III-2)}$$

Dans le repère du laboratoire, les ions émis à l'arrière de la feuille auront une vitesse moyenne égale à $v(e)$, alors que ceux émis à l'avant de la feuille, une vitesse moyenne égale à $v_2 - v(e)$. L'égalité des temps de vol pour deux collecteurs symétriques sera obtenue pour une épaisseur initiale d_i telle que $v_2 - v(d_i) = v(d_i)$; c'est-à-dire, d'après III-2, pour une feuille d'épaisseur initiale d_i telle que $d_i = 1.16\ e_a$. L'évolution des temps de vol en fonction de l'épaisseur initiale est représentée sur la figure III-3c. On notera que, pour des feuilles dont l'épaisseur initiale est comprise entre e_a et $1.16\ e_a$, les ions émis à l'arrière sont plus rapides que ceux émis à l'avant. Ce résultat, lié au processus d'accélération par "effet fusée", sera également observé dans les simulations numériques ainsi que lors des expériences ; il n'a pas d'autre origine.

Nous voyons donc que, dans ce schéma très simple d'un régime purement ablatif, les trois diagnostics utilisés sont parfaitement adaptés à la détermination de l'épaisseur ablatée e_a.

III - B-2. REGIME "CONDUCTIF"

La situation précédente illustrait le cas extrême d'un régime purement ablatif où il n'existait aucun préchauffage du milieu créé soit par des électrons suprathermiques soit par l'existence d'une zone de conduction surcritique. Examinons maintenant cette autre situation extrême où les effets de conduction seraient dominants, par exemple cela serait le cas

d'une conductivité très élevée qui pourrait être assimilée à un préchauffage par des électrons suprathermiques.

Simplifions au maximum ce problème en supposant que, dans cette zone de chauffage d'épaisseur L, le dépôt d'énergie est uniforme. Avec ces hypothèses, lors de l'irradiation d'une cible massive, il apparaît donc sur une distance L à l'intérieur du solide, une température uniforme T qui augmente avec le temps suivant la loi $T(t) = T_o \frac{t}{\tau}$. La température finale T_o étant reliée au flux laser absorbé I_a pendant la durée d'impulsion τ, ainsi qu'à la capacité calorifique massique C du solide par la relation : $I_a \cdot \tau = \rho_o C.L.T_o$.

Nous admettrons par ailleurs que c'est le même flux constant d'énergie I_a qui est absorbé par une feuille dont l'épaisseur initiale est inférieure à L : si l'on poursuit l'analogie avec un dépôt d'énergie par des électrons suprathermiques, cela correspond au cas où toute leur énergie initiale est thermalisée par de multiples passages dans la feuille durant son expansion. L'épaisseur de la feuille étant inférieure à la distance d'arrêt électronique.

Examinons maintenant la réponse des différents diagnostics.

- Mesure de la transmission

Dans ces conditions, ce diagnostic met en évidence le passage de la densité maximale de la feuille à la densité critique ρ_c correspondant à la fréquence de coupure du laser, pendant la durée τ de l'impulsion laser. Il s'agit donc de connaître l'évolution de la densité maximum de la feuille au cours du temps pendant son chauffage. FARNSWORTH et al. [23] ont résolu analytiquement ce problème complexe ; ils montrent que la densité d'une feuille mince d'épaisseur et de densité initiale e_o et ρ_o chauffée uniformément à l'aide d'un flux constant I_a dans le temps, évolue en fonction de l'espace et du temps suivant la loi :

$$\rho(x,t) = \rho_o e_o \left(\frac{a}{\pi t^3}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{ax^2}{t^3}\right) \qquad \text{(III-3)}$$

avec $$a = \frac{3(3\gamma-1)\rho_o e_o}{16(\gamma-1) I_a}$$

x étant l'abcisse suivant une direction perpendiculaire à la feuille et $\gamma = \frac{5}{3}$ dans le cas d'un gas parfait.

L'épaisseur minimale d_o de la feuille assurant une transmission nulle de l'impulsion laser est telle que sa densité maximale (pour x = 0) soit égale à ρ_c à la fin de l'impulsion laser de durée τ. A l'aide de III-3 on obtient aisément (pour $\gamma = \frac{5}{3}$) :

$$d_o = (\frac{8\pi}{9})^{1/3} \cdot I_a^{1/3} \cdot \rho_c^{2/3} \cdot \rho_o^{-1} \cdot \tau \qquad \text{(III-4)}$$

La transmission est alors simplement donnée par : $T(e) = 1 - \frac{e}{d_o}$. Elle est bien sûr nulle pour $e = L$. (Voir figure III-4 a). Cette loi est analogue au cas "ablatif" mais l'épaisseur d_o ainsi déterminée n'a aucun rapport avec l'épaisseur L caractéristique du dépôt d'énergie. *Ce diagnostic n'est donc absolument pas adapté à la mesure de L .*

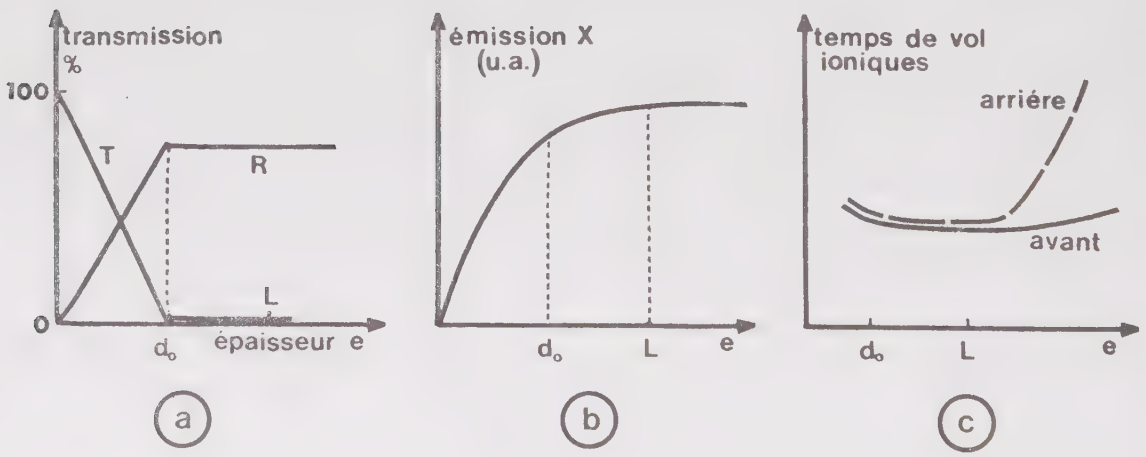


Figure III-4 : Exemple de réponses des différents diagnostics en fonction de l'épaisseur de la feuille dans le cas d'un régime conductif.
(a) - (b) - (c) : idem que dans la figure III-3.

On remarquera que l'épaisseur d_o définie par III-4 possède la même loi d'échelle avec I_a et ρ_c que l'épaisseur ablatée que l'on détermine dans le cas d'un modèle staionnaire en régime ablatif où l'on tient compte de la conductivité thermique et qui a été développé en détail au chapitre II (Voir équ. II-59 par exemple). Cette coïncidence, qui s'explique en fait par une analyse dimensionnelle du problème, ne doit pas masquer les hypothèses radicalement différentes qui sont à la base de ces deux déterminations.

- Diagnostic de l'émission X

On comprend aisément que cette émission ait l'allure représentée sur la figure II-4 b. En effet, après une augmentation rapide du signal liée à la diminution de la transmission (pour $e_o < d_o$) , ce signal augmente moins rapidement pour $d_o < e_o < L$ bien que l'énergie absorbée soit la même car la feuille se détend. Enfin, la saturation est observée pour $e_o > L$.

- Diagnostic de l'émission ionique

Lorsque $e \leqslant L$, le chauffage de la feuille est uniforme ; il en résulte une expansion ionique symétrique entre l'avant et l'arrière de la feuille. Par contre, pour $e > L$, il existe une fraction de la feuille qui n'est pas chauffée et qui est accélérée par un mécanisme analogue à "l'effet fusée". Bien que le modèle utilisé au § II-B-1 ne s'applique plus exactement ici, on peut néanmoins s'attendre à obtenir un comportement similaire : le temps de vol des ions émis à l'arrière augmentera avec l'épaisseur de la feuille et sera notablement différent du temps de vol des ions émis vers l'avant pour des feuilles d'épaisseur supérieure à L. L'allure des temps de vol avant et arrière en fonction de l'épaisseur de la feuille est représenté sur la figure III-4 c.

On voit donc que pour ce schéma "conductif" du transport d'énergie le diagnostic de transmission n'est pas adapté. Au contraire, le diagnostic d'émission X peut fournir les informations recherchées. Dans la réalité,

la situation n'est pas aussi schématisée. Nous verrons qu'il résulte de la conductivité thermique du milieu une zone de conduction surcritique assurant la transition entre le solide et la densité critique. De même, une certaine fraction de l'énergie absorbée est déposée dans une populations d'électrons suprathermiques qui peut déposer son énergie sur des distances supérieures à la longueur de cette zone de conduction. De plus, ces processus ne sont pas stationnaires ; il est alors évident que, dans ce cas, seule une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulations numériques où l'on fera varier certains paramètre (tels que la conductivité thermique ou la fraction d'énergie déposée dans les électrons suprathermiques par exemple) pourra fournir une estimation de ces paramètres.

Avant de donner des exemples de ces simulations numériques, rappelons les caractéristiques principales du code hydrodynamique utilisé.

III-C - DISCUSSION DE LA MÉTHODE EXPÉRIMENTALE À L'AIDE DE SIMULATIONS NUMÉRIQUES

III-C-1. CARACTERISTIQUES DU CODE HYDRODYNAMIQUE FILM

Le code hydrodynamique FILM [24] est un code lagrangien monodimensionnel, à deux températures (T_e, T_i) et un seul fluide. Différentes option sont possibles pour décrire l'absorption du rayonnement laser incident : tout d'abord, par Bremsstrahlung inverse dans la couronne, ensuite une certaine fraction de l'énergie atteignant la surface critique peut être déposé dans la populaton thermique locale et/ou dans une population d'électrons suprathermiques dont la température source T_H varie suivant la puissance 0.25 du flux laser résiduel atteignant la surface critique. Ces deux effet simulent un mécanisme d'absorption anormal présent à la densité critique et l'absorption résonnante.

En ce qui concerne les processus de transport, une éventuelle inhibition du flux de chaleur $\vec{q}$ dans le milieu est décrite sous la forme

$\vec{q} = \min \{ - K_o \vec{\nabla} T_e , 0.6 . f . n_e v_e kT_e \frac{\vec{\nabla} T_e}{|\nabla T_e|} \}$, K_o étant la conductivité de SPITZER et f , le "facteur de flux limite" , est un paramètre extérieur ajustable caractérisant le degré d'inhibition (Voir chapitre I) ; n_e , v_e , kT_e sont respectivement la densité, la vitesse thermique et la température de la population électronique thermique locale. Le transport des électrons suprathermiques est décrit par un traitement diffusif multigroupe dans les zones denses couplé à un modèle quasi-stationnaire sans collisions dans la couronne [25]. Il n'existe pas de possibilité d'inhibition de cette population.

Enfin les différents diagnostics utilisés dans l'expérience peuvent être facilement simulés : calcul de la transmission laser ; simulation de courant fourni par un collecteur de charges ainsi que sa déconvolution permettant de déterminer la fonction de distribution ionique ; calcul du spectre d'émission X continue.

III-C-2. EFFET DE LA CONDUCTION THERMIQUE

Un exemple de réponses des différents diagnostics en présence d'une impulsion laser ayant des caractéristiques proches de celles utilisées expérimentalement est représenté sur la figure III-5. L'impulsion laser à 1.06 µm utilisée est de forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur τ = 100 ps et une intensité maximum $10^{14} W/cm^2$. Nous avons supposé une absorption totale du rayonnement à la densité critique dans les électrons thermiques et admis une conduction limitée avec un facteur de flux limite $f = 0.05$.

La comparaison des différentes épaisseurs caractéristiques de chaque diagnostic met en évidence certains processus physiques liés à l'existence de la conduction thermique qui crée une zone de conduction surcritique. Le diagnostic de transmission fournit une épaisseur caractéristique d_T (assurant 10 % de transmission) égale à 0.21 µm. L'épaisseur d_{il} , égale à 0.27 µm , assurant l'égalité des temps de vols ioniques avant - arrière est en accord sttisfaisant avec la valeur attendue à partir de d_T

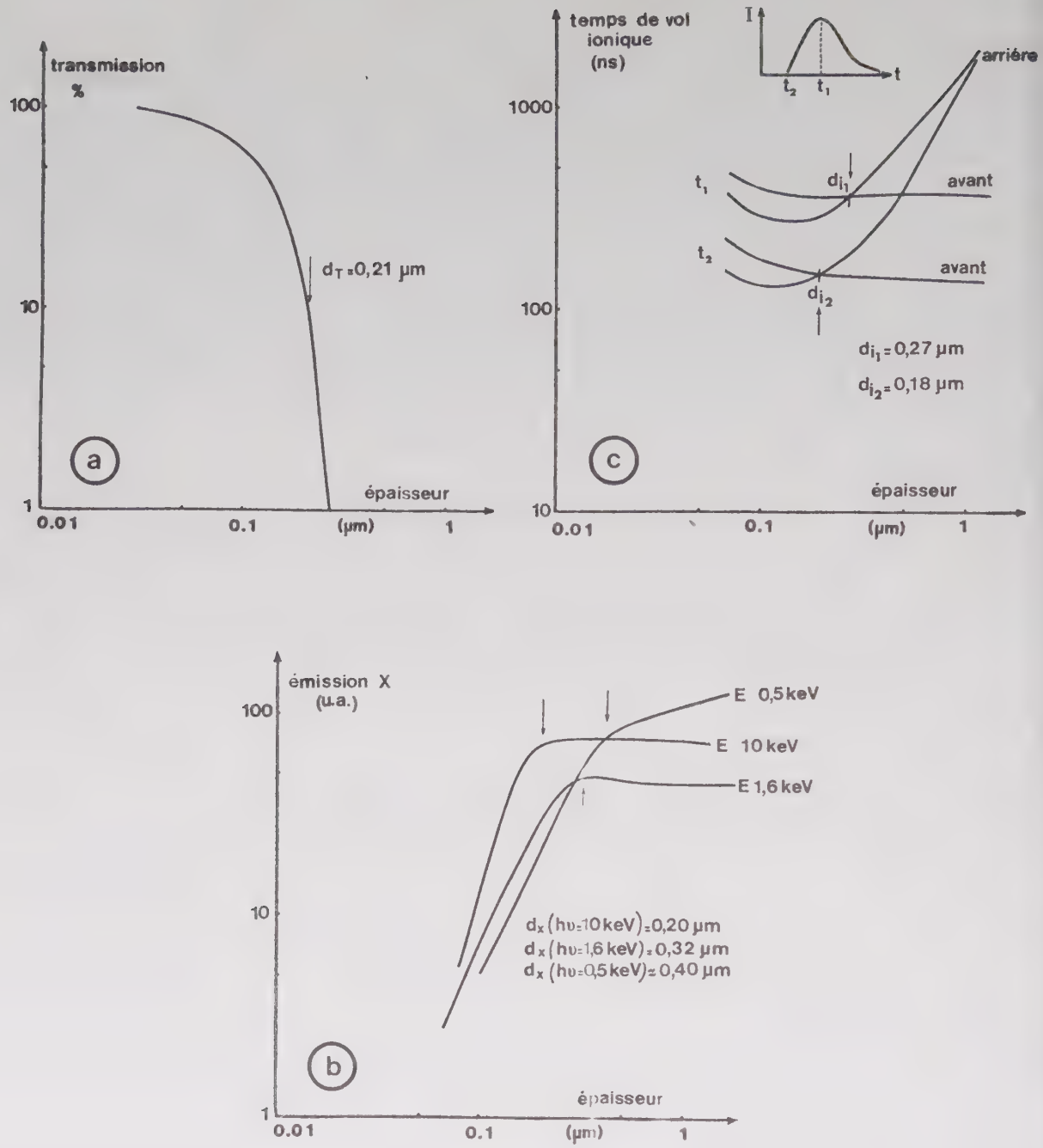


Figure III-5 : Réponse des différents diagnostics dans le cas d'une impulsio laser de forme gaussienne ($I_{max} = 10^{14} W/cm^2$; $\lambda = 1.06$ µm ; $\tau = 100$ ps ; cible : polystyrène (CH) ; dépôt d'énergie dans les électrons thermiques à la surface critique) :

a) Transmission. On détermine $d_T = 0.21$ µm.

b) Emission X pour différentes fréquences de la bande spectra

c) Temps de vols ioniques avant - arrière des ions correspond au maximum de courant (t_1) et des ions les plus rapides du signal (t_2).

si l'on admet le principe d'une accélération du type fusée (Cf. § III-B-1). On remarquera par ailleurs que la vitesse moyenne des ions émis vers l'arrière est plus grande que la vitesse correspondante des ions émis vers l'avant lorsque $e < d_{i1}$; ce qui s'explique également par cet "effet fusée". Enfin, nous avons également rapporté les temps de vols avant - arrière des ions les plus rapides des signaux ioniques (temps t_2 de la figure III-5 c). Ces ions proviennent des cellules lagrangiennes constituant la face avant et arrière de la feuille. Ceci explique que l'épaisseur caractéristique d_{i2} soit inférieure à d_{i1} , la zone de conduction ayant une épaisseur finie.

En ce qui concerne le diagnostic d'émission X (figure III-5 b), on observe que l'épaisseur caractéristique de saturation du signal diminue lorsque la fréquence de la bande spectrale choisie augmente. Cet effet reflète le déplacement vers les hautes densités du maximum de l'émission X à l'intérieur de la zone de conduction lorsque l'on sélectionne des fréquences de bande spectrale décroissantes. Il s'agit donc de tenir compte de cet effet dans l'interprétation de ce diagnostic.

L'analyse des simulations numériques permet de préciser les conséquences de la conduction thermique sur ces différents diagnostics. Ainsi, sur une cible massive, avec les mêmes caractéristiques d'impulsion, il apparaît que la quantité de matière passée à travers la surface critique pendant l'impulsion laser représente une épaisseur de 0.21 µm de solide, ce qui est évidemment proche de d_T . Par contre, la quantité de matière constituant la zone de conduction (région comprise entre la densité critique et le front d'ablation) représente 0.7 µm ; bien qu'importante spatialement, cette zone de conduction ne contient malgré tout que 16 % de l'énergie absorbée, alors que l'épaisseur devenue sous-critique en possède 76 %. Il est évident que l'utilisation d'impulsions de plus en plus longues aurait pour effet de diminuer l'importance relative de la zone de conduction. La figure III-6 montre, pour deux régimes différents de conduction thermique, la quantité de matière traversant la surface critique et le front d'ablation en fonction du temps, pour une impulsion laser constante de 10^{13} W/cm^2. Le régime stationnaire concernant la zone de conduction n'est atteint qu'après quelques nanosecondes (Cf. § II-A-6) ; cette zone

qui représente une épaisseur d'environ 1 µm, ne devient négligeable par rapport à l'épaisseur ablatée que pour des temps supérieurs à 5 - 8 ns.

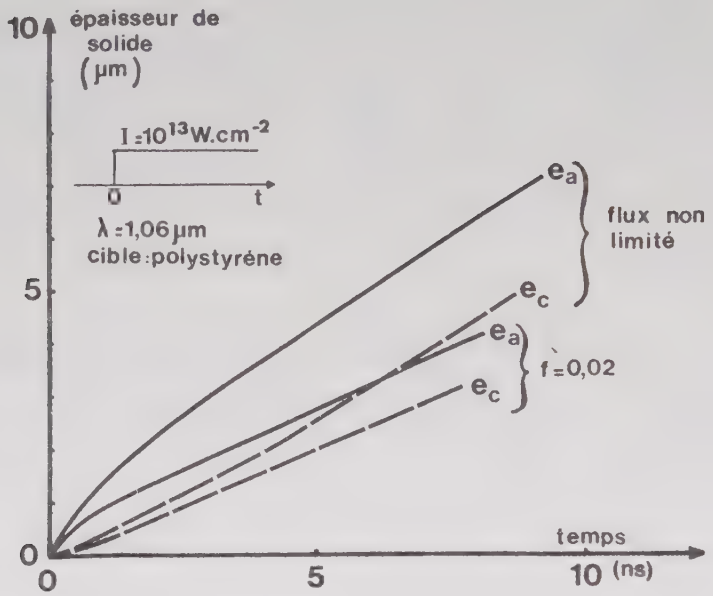


Figure III-6 : Epaisseur de solide traversant la surface critique (e_c) et le front d'ablation (e_a) en fonction du temps pour deux régimes de conduction thermique. L'intensité laser absorbée est constante.

Il apparaît donc que, même en présence d'une zone de conduction, les différents diagnostics utilisés permettront de déterminer l'épaisseur de solide ablatée. Plus particulièrement, la détermination de d_T sera caractéristique de l'épaisseur de solide ayant traversé la surface critique et contenant la majeure partie de l'énergie. En fait, ce caractère "ablatif" sera de plus en plus marqué si l'on se place dans les conditions conduisant à une diminution de la largeur de la zone de conduction, qui sont (Voir § II-A-6) :

. Utilisation de courtes longueurs d'onde laser.

. Faible flux laser absorbé.

. Eventuelle inhibition du flux de chaleur.

III - C-3. EFFET DES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES

Pour une impulsion laser d'intensité et de forme identiques à la précédente, mais avec un dépôt total de l'énergie dans une population suprathermique de température 5 KeV , les réponses théoriques des différents diagnostics sont représentées sur la figure III-7. Examinons au préalable le profil de température résultant du dépôt d'énergie des électrons rapides lors de l'irradiation d'une cible massive. La figure III-8 représente ce profil de température dans les coordonnées lagrangiennes du solide. Il apparaît que l'énergie est principalement déposée sur *une épaisseur d'environ 5 µm* ; cette partie du profil étant approximativement décrite par l'équation I-34. Par contre, on observe une zone de préchauffage à basse température ($\lesssim$ 10 eV) qui s'étend sur près de 20 µm . Cette zone, qui ne peut pas être décrite analytiquement, résulte en partie du préchauffage par les électrons les plus énergétiques de la distribution et de la compression du solide par le passage d'une onde de choc dans le milieu.

On constate alors que l'épaisseur $d_T = 0.34$ µm fournie par le diagnostic de transmission (figure III-7 a) ne coïncide absolument pas avec l'épaisseur L caractéristique du dépôt d'énergie qui est de l'ordre de 5 µm. Par contre d_T est en accord avec son estimation donnée par III-4.

Le diagnostic de l'émission ionique (figure III-7 c) indique évidemment une explosion symétrique de la feuille jusqu'à une certaine épaisseur d_{i1} (ou d_{i2}) qui, d'une façon analogue à d_T , est également indépendante de l'épaisseur de dépôt L . On remarquera par ailleurs que la différence entre d_{i1} et d_{i2} est très faible.

L'analyse de l'émission X en fonction de l'énergie de la bande spectrale est également intéressante (figure III-7 b). Pour les différents canaux, on observe évidemment une augmentation des signaux tant que la transmission n'est pas nulle et leur saturation pour des épaisseurs supérieures à 5-7 µm. Pour des épaisseurs intermédiaires, les signaux de certains canaux "thermiques" ($h\bar{\nu} \sim 1$ à 3 KeV) passent par un optimum :

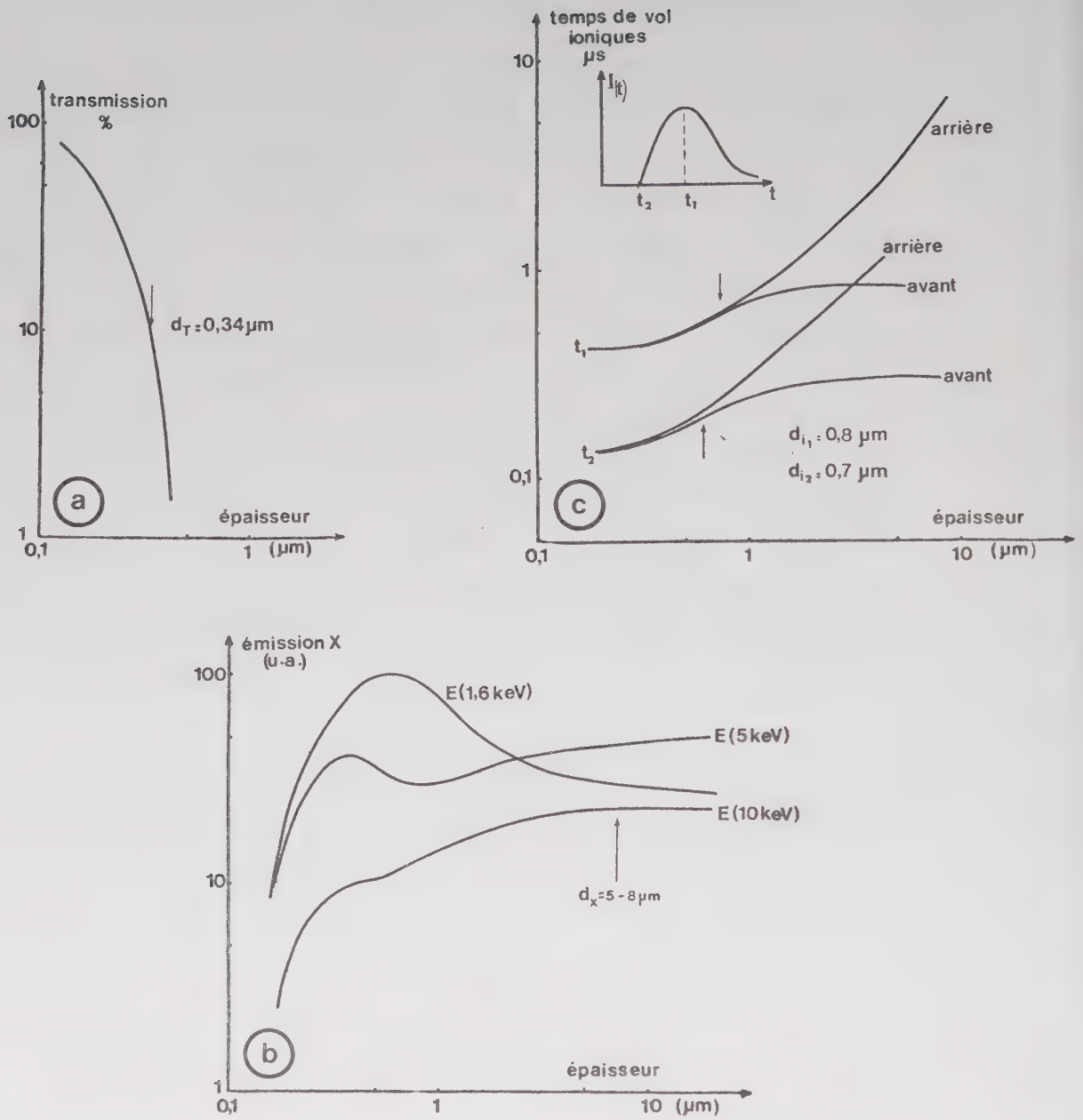


Figure III-7 : Réponse des différents diagnostics dans le cas d'une impulsion laser de forme gaussienne ($I_{max} = 10^{14} W/cm^2$; $\lambda = 1.06$ µm ; $\tau = 100$ ps). Dépôt total de l'énergie absorbée dans une population d'électrons suprathermiques avec $T_H = 5$ KeV .

a) Transmission : $d_T = 0.34$ µm.

b) Emission X pour différentes énergies de la bande spectrale.

c) Temps de vol ioniques avant - arrière des ions correspondant au maximum de courant (t_1) et des ions les plus rapides du signal (t_2).

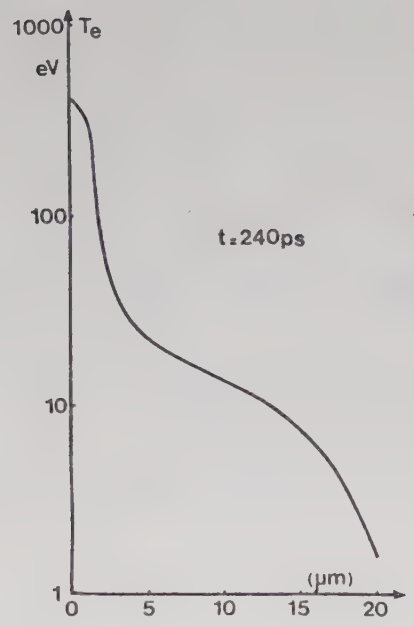


Figure III-8 : Profil de température en fonction des coordonnées lagrangiennes du solide en fin d'impulsion laser (t = 240 ps). Les caractéristiques de cette impulsion sont identiques à celles de la figure III-7.

en effet, lorsque l'épaisseur est inférieure à cette épaisseur optimale, la température du milieu est élevée mais sa détente est rapide, alors que pour des épaisseurs supérieures le milieu reste dense plus longtemps mais à basse température. On remarquera que la détermination de l'épaisseur caractéristique du dépôt d'énergie est relativement peu précise, la saturation des signaux n'étant pas franche. Néanmoins c'est ce diagnostic qui permet une meilleure approche de cette valeur.

On voit donc dans ces conditions les limites de la technique des feuilles minces pour la détermination de l'épaisseur de dépôt de l'énergie. Il est évident que ce régime du type "conductif" se rencontrera dans les situations opposées à celles conduisant au régime "ablatif" que l'on a considéré au paragraphe précédent, c'est-à-dire lors de l'utilisation d'une impulsion laser à haute intensité et/ou de grande longueur d'onde ainsi qu'en absence d'inhibition du flux de chaleur dans le milieu. Nous rencontrerons ces situations expérimentalement lors de l'utilisation de rayonnement laser à 1.06 µm à haut flux.

RÉFÉRENCES

(CHAPITRE III)

1. W.C. MEAD et al., Phys. Rev. Lett. 37, 489 (1976).
   R.A. HAAS et al., Phys. Fluids 20, 322 (1977).

2. M.D. ROSEN et al., Phys. FLuids 22, 2020 (1979).
   H.D.SHAY et al., Phys. Fluids. 21, 1634 (1978).

3. E.B. GOLDMAN, J.A. DELETREZ and E.I. THORSOS, Nucl. Fusion 19, 555 (1979).

4. P.M. CAMPBELL et al., Phys. Rev. Lett. 39, 274 (1977).

5. Annual Report 1976 (L.L.N.L.) Section V.

6. B. YAAKOBI and T.C. BRISTOW, Phys. Rev. Lett. 38, 350 (1977).

7. F.C. YOUNG et al., Appl. Phys. Lett. 30, 45 (1977).

8. Annual Report 1980 (Rutherford Laboratory) - Chapitre IV.

9. Annual Report 1980 (L.L.N.L.) Section 6.

10. Annual Report 1979 (Rutherford Laboratory) - Chapitre IV.

11. Annual Report 1980 (Rutherford Laboratory). P. CUNNINGHAN et al., chapitre IV.

12. K.M. MITCHELL and R.P. GODWIN, J. Appl. Phys. 49, 3851 (1978).

13. J.D. HARES et al., Phys. Rev. Lett. 42, 1216 (1979).

14. J.C. KIEFFER et al , Phys. Rev. Lett. 44, 1128 (1980).

15. R. DECOSTE et al., Phys. Rev. Lett. 47, 35 (1981).

16. R.C. MALONE, R.L. McCRORY and R.L. MORSE, Phys. Rev. Lett. 34, 721, (1975).

17. J.S. PEARLMAN and J.P. ANTHES, Appl. Phys. Lett. 27, 581 (1975).

18. J.S. PEARLMAN and J.J. THOMSON, Appl. Phys. Lett. 32, 703 (1978).

19. Rapport GRECO 1978 (§ I-3-6).

20. F. AMIRANOFF et al., Phys. Rev. Lett. 43, 522 (1979).

21. Annual Report 1979 (Rutherford Laboratory) Section IV-6.

22. Rapport GRECO 1979 (§ I-3-9).
G.D. TSAKIRIS et al., Phys. Rev. Lett. 46, 1202 (1981).

23. A.V. FARNSWORTH et al., Phys. Fluids 22, 859 (1979) ; Phys. Fluids. 23, 1496 (1980).

24. Rapport GRECO 1978 (§ I-2-2).

25. D. SHVARTS et al., Nucl. Fusion 19, 1457 (1979).

C H A P I T R E IV

DISPOSITIF EXPERIMENTAL - INSTRUMENTATION

* * * * *

PLAN DU CHAPITRE

IV - A LASER AU NEODYME A 1.06 µm - GENERATION D'HARMONIQUES
A 0.53 µm et 0.26 µm 138

A-1. Description sommaire de la chaîne laser 138

A-2. Génération d'harmoniques à 0.53 µm et 0.26 µm 139

A-3. Caractéristiques des taches focales 141

IV - B ENCEINTE EXPETIMENTALE - DIAGNOSTICS 143

B-1. Configuration générale 143

B-2. Montage expérimental des expériences sur feuilles minces 143

- Alignement des cibles 143
- Principaux diagnostics utilisés dans les expériences de transport 147

a) Mesure de l'absorption laser

b) Emission X du plasma

c) Etude de l'émission ionique

. Principe des collecteurs de charges

. Exploitation des signaux

B-3. Montage expérimental des expériences d'ombroscopie 154

IV - C TECHNIQUE DE FABRICATION ET DE CONTROLE DES FEUILLES MINCES 155

C-1. Fabrication 155

C-2. Contrôle 156

L'appareillage utilisé pour réaliser ces expériences se compose d'un laser de puissance au Néodyme, d'une chambre d'expériences et de diagnostics associés. Nous donnerons tout d'abord au § IV-A les caractéristiques principales du faisceau laser à la fréquence fondamentale et à ses harmoniques. La chambre d'expériences avec ses diagnostics généraux, ainsi que ceux particuliers aux expériences sur feuilles minces, sera décrite au § IV-B. Enfin les méthodes de fabrication et de contrôle des feuilles minces seront présentées au § IV-C.

IV-A - LASER AU NÉODYME À 1.06 µm - GÉNÉRATION D'HARMONIQUES À 0.53 µm ET 0.26 µm

IV-A-1. DESCRIPTION SOMMAIRE DE LA CHAINE LASER

Ces expériences ont été réalisées grâce au laser à verre au Néodyme du GRECO Interaction Laser-Matière, dont le schéma est représenté sur la figure IV-1 [1]. La structure est semblable à celle des chaînes laser généralement utilisées pour ce type d'expériences : un oscillateur à modes bloqués passif permet la génération d'impulsions dans le régime picosecondes Ensuite, un certain nombre d'éléments répartis le long de la chaîne vont amplifier l'énergie de sortie de l'oscillateur, qui est de l'ordre de 0,1 mJ à un maximum de 25 J en sortie de chaîne pour une impulsion de 100 ps de durée, tout en assurant une bonne qualité spatiale et temporelle du faisceau Les éléments assurant les caractéristiques temporelles sont principalement les cellules de découpage, le synthétiseur d'impulsions et les cuves à absorbant saturable ; les caractéristiques spatiales sont déterminées par la présence d'un apodiseur et de deux filtrages spatiaux. Enfin, la protection contre un éventuel retour dans la chaîne est assurée par les deux rotateurs de Faraday et une cellule de Pockells. En fin de chaîne, pour un diamètre de sortie de 90 mm , l'énergie maximale atteinte est de 25 J pour une durée d'impulsion τ de 100 ps avec un contraste inférieur à 10^{-5} ; en régime nanoseconde, pour τ = 2.5 ns, l'énergie maximum est de 100 J .

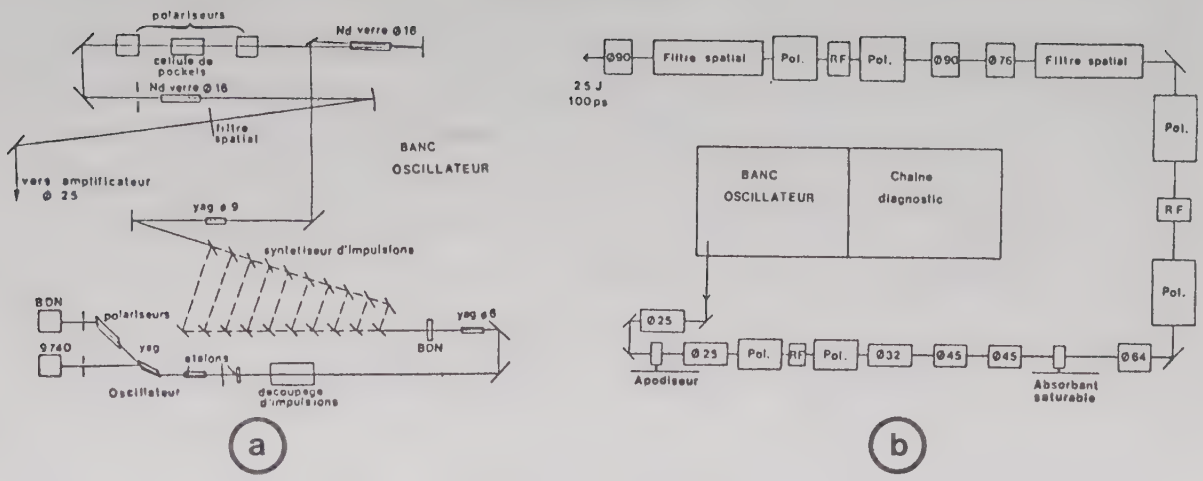


Figure IV-1 : a - Schéma du banc oscillateur
b - Chaîne laser.

IV - A-2. GENERATION D'HARMONIQUES A 0.53 µm ET 0.26 µm

Le doublage et le quadruplage de fréquence du faisceau principal est réalisé à l'aide de cristaux de KDP [2]. Des rendements de conversion $\omega \rightarrow 2\omega$ et $2\omega \rightarrow 4\omega$ supérieur à 50 % en énergie sont obtenus lorsque ces cristaux sont irradiés à des flux respectivement égaux à 3 GW/cm^2 et 0.7 GW/cm^2 [2]. Des exemples de rendements obtenus pour différentes situations sont représentés dans le tableau I.

Conversion	Durée d'impulsion	Energie incidente fondamentale	Energie de sortie harmonique	Rendement
$\omega \rightarrow 2\omega$	2,5 ns	100 J	35 J	35 %
$\omega \rightarrow 2\omega$	200 ps	40 J	20 J	50 %
$2\omega \rightarrow 4\omega$	200 ps	8.5 J	4,5 J	51 %
$2\omega \rightarrow 4\omega$	200 ps	20 J	6,8 J	33 %

Tableau 1

Les propriétés de conversion non-linéaire de ces cristaux ont pour effet de modifier les caractéristiques spatiales et temporelles du faisceau. En ce qui concerne la qualité spatiale du faisceau, on constate que le doublage et le quadruplage ont pour effet d'accentuer fortement les inhomogénéités spatiales (points chauds) initialement présents dans le faisceau à 1.06 µm. Ainsi, le faisceau à 0.26 µm présente des modulations d'intensités dont la fréquence spatiale typique est de l'ordre de 4 à 5 mm , avec des rapports d'intensité de l'ordre de 3 . Il est également difficile de se prémunir contre la modification de l'évolution temporelle qui résulte de ces conversions. L'étude de ces phénomènes à l'aide de caméras rapides à balayage de fente montre que, tant que le rendement n'est pas saturé, la largeur au demi-maximum de l'harmonique est approximativement $\sqrt{2}$ fois plus petite que celle du fondamental; alors que l'on tend vers l'égalité lorsque l'on se rapproche de la saturation du rendement [2]. Il faut également signaler que l'impulsion à 4 ω présente des modulations temporelles dont la fréquence augmente avec l'énergie laser et dont l'origine n'est pas totalement expliquée [2, 3].

La durée de l'impulsion τ , définie comme étant la longueur au demi-maximum, est un paramètre très critique pour les expériences de transport (Rappelons que, pour une énergie laser donnée, l'épaisseur ablatée est proportionnelle à $\tau^{2/3}$(cf. équ. II-59)). Il s'agit donc de déterminer ce paramètre avec le plus de précision possible. Ce sera, avec le diamètre de la tache focale, la principale source d'incertitude expérimentale. L'emploi de caméra rapide à balayage de fente permet l'étude de l'évolution temporelle. Etant donné la non-linéarité de certains éléments de la caméra (tube, film) il est très difficile d'obtenir précisément la forme de l'impulsion laser avec une dynamique importante. Le paramètre important reste cependant la largeur à mi-hauteur τ . Lors des simulations numériques de ces expériences, nous utiliserons une impulsion de forme gaussienne ayant la même largeur à mi-hauteur. Nous estimons que la précision de mesure de τ est environ 15 %.

Un point important réside également dans le contrôle de l'absence de pré-impulsions susceptibles de modifier ou de détruire la feuille avant l'arrivée de l'impulsion principale. Si ce problème est peu important

à 0.53 µm et à 0.26 µm, compte tenu des taux de conversion non-linéaires, il n'en est pas de même à 1.06 µm où des précautions sont prises : emploi d'une deuxième cellule de découpage et d'une cuve à absorbant saturable. Dans ces conditions, le taux de pré-impulsion (ou contraste) est inférieur à 10^{-5} .

IV - A-3. CARACTERISTIQUES DES TACHES FOCALES

La connaissance du flux laser obtenu au foyer de la lentille de focalisation et de sa répartition spatiale est une information très importante pour l'interprétation ultérieure des expériences. En effet, lorsque nous simulerons ces expériences à l'aide de notre code hydrodynamique monodimensionnel, nous admettrons que le flux incident moyen représentatif de la distribution d'intensité dans la tache focale est donné par la relation : $I = \frac{E}{2(\pi r_o^2)\tau}$. Dans cette expression, $2\,r_o$ est le diamètre de la surface contenant la moitié de l'énergie incidente E et τ la durée de l'impulsion.

La détermination de ce diamètre de la tache focale $d_o = 2\,r_o$ s'effectue à l'aide d'impacts sur du papier thermosensible (constitué de papier photo AGFA préalablement exposé). Le faisceau laser incident est suffisamment atténué en sortie de chaîne pour qu'au niveau de la tache focale une densité d'énergie de l'ordre de $0.25\ J/cm^2$ provoque une modification de la couleur du papier sans création de plasma. En faisant varier le tirage de la lentille de focalisation et pour une énergie incidente constante, on recherche tout d'abord la position optimale du foyer qui est obtenue lorsque le diamètre d'impact est le plus faible possible. Ensuite à cette position, l'énergie incidente est modifiée à l'aide d'atténuateurs étalonnés. La variation du diamètre des bords extérieurs de ces différents impacts ainsi obtenus représente finalement la distribution de l'intensité en fonction de la position dans la tache focale. Il est alors possible de déterminer par intégration graphique le diamètre contenant la demi-énergie.

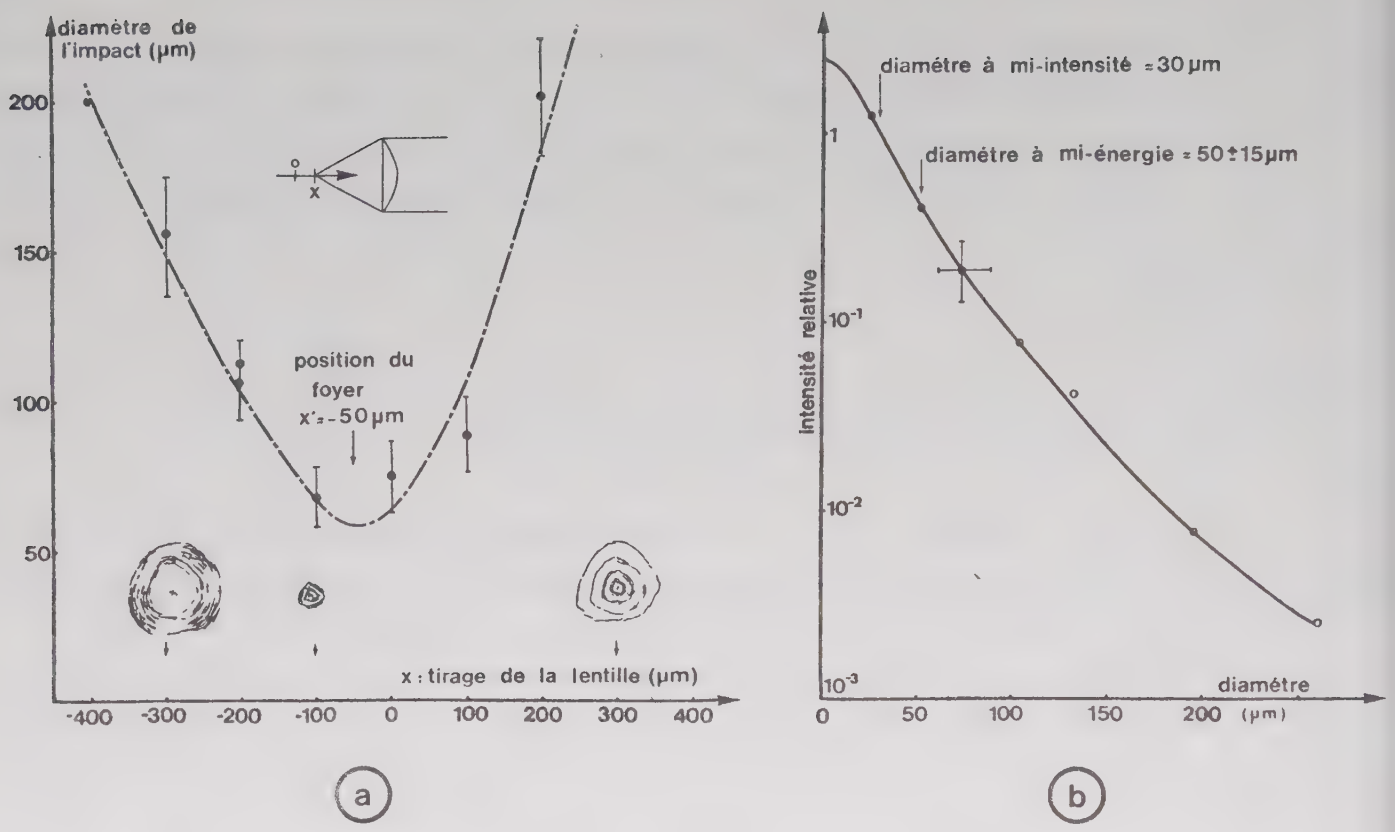


Figure IV-2 : a) Recherche de la position du foyer. Le diamètre des impacts passe par un minimum en fonction du tirage x de la lentille. On a également représenté la structure caractéristique de la distribution d'intensité pour trois différentes défocalisations x .

b) Distribution d'intensité relative en fonction du diamètre (pour la position $x = 50$ µm).

La figure IV-2 (a) et (b) représente un exemple de cette procédure pour une lentille REOSC plan-elliptique, d'ouverture f/1.2 et de focale 120 mm qui est utilisée avec le faisceau laser à 0.53 µm. Cette lentille a également été utilisée pour les expériences à 1.06 µm. Pour les expériences réalisées à 0.26 µm, nous avons utilisé une lentille SOPTEL sphéro-paraboli que en quartz, d'ouverture f/1 et de focale 100 mm. En réalité, l'ouverture effective de ces différentes lentilles est plus faible car le faisceau laser a un diamètre de 90 mm. Les diamètres d_o des taches focales de ces deux lentilles pour les différentes longueurs d'onde sont les suivants :

LENTILLE	LONGUEUR D'ONDE	OUVERTURE	TACHE FOCALE d_o
REOSC (plan-elliptique)	1.06 µm	f/1.2	60 ± 15 µm
"	0.53 µm	f/1.2	50 ± 15 µm
SOPTEL (sphéro-parabolique)	0.26 µm	f/1	70 ± 20 µm

Tableau 2

IV-B - ENCEINTE EXPÉRIMENTALE - DIAGNOSTICS

IV - B-1. CONFIGURATION GENERALE

Un schéma général de la plupart des différents diagnostics utilisables dans la chambre d'expériences est représenté sur la figure IV-3 [4]. Cette chambre a la forme d'un octahèdre-rhombicube et est généralement utilisée à une pression interne de $\sim 10^{-5}$ Torr. La plupart des diagnostics utilisés dans ces expériences sont situés à l'intérieur de cette chambre. La commande sous-vide du déplacement de certains de ces diagnostics (tels que les caméras à sténopé ou objectif de microscope) ou du porte-cibles et de la lentille de focalisation suivant leurs différents degrés de liberté est effectuée grâce à des moteurs pas-à-pas.

IV - B-2. MONTAGE EXPERIMENTAL DES EXPERIENCES SUR FEUILLE MINCES

- Alignement des cibles

La distance de la cible au foyer de la lentille de focalisation est un paramètre très critique pour la reproductibilité des expériences.

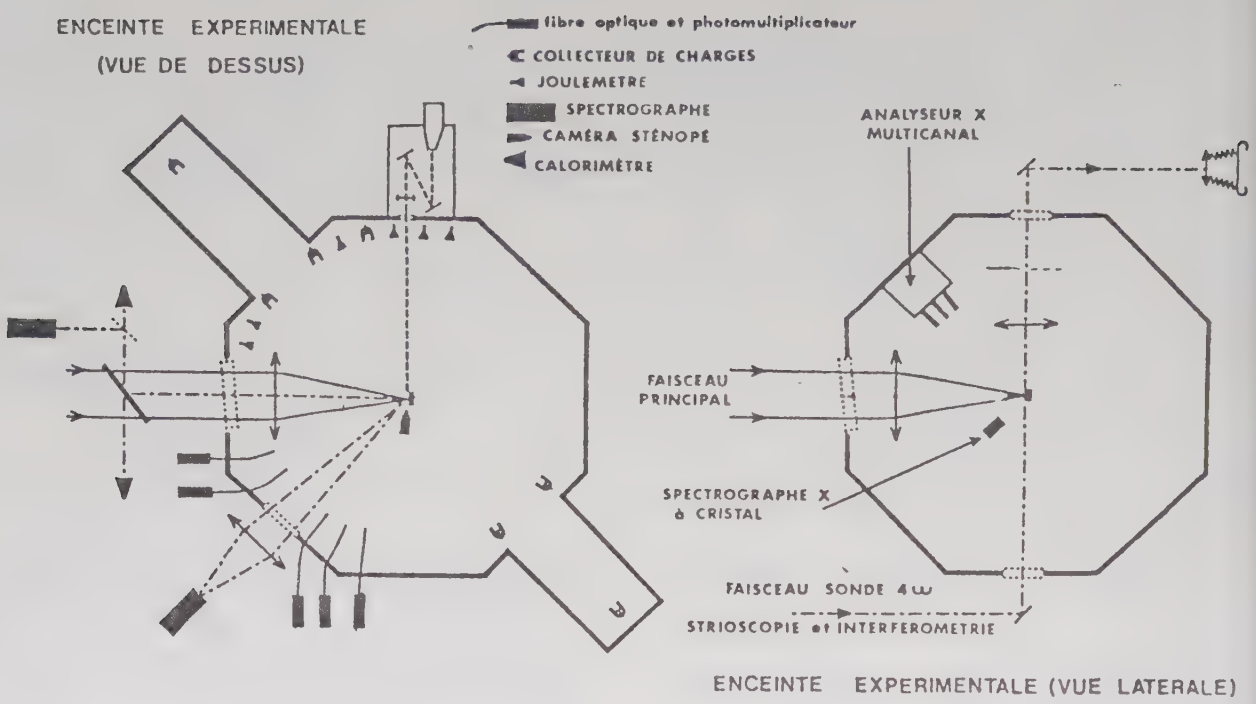


Figure IV-3 : Schéma général de la chambre d'expérience. Localisation de différents diagnostics utilisables.

Nous utiliserons différentes méthodes d'alignement des cibles qui dépendront de la nature de la cible utilisée. Ainsi, l'alignement de cibles sphériques ou massives planes est réalisé à l'aide de télémicroscopes extérieurs permanents qui visent le bord des cibles (Voir figure IV-3). Par contre, une technique différente est nécessaire pour l'alignement de cibles minces, car il est alors impossible de viser correctement le plan de la feuille mince qui est supportée sur une rondelle de 10 mm de diamètre (Cf. § IV-C). Le schéma général de l'expérience est montré sur la figure IV-4. Un objectif escamotable à fort grossissement effectue l'image de la cible sur une caméra à tube vidicon extérieure à l'enceinte. L'éclairage du film mince est réalisé à l'aide d'un laser continu He-Ne focalisé sur le film : il permet ainsi de mettre en évidence les très fines poussières microscopiques à la surface du film qui, sans cela, serait transparent. Le contraste élevé de l'image obtenue permet une précision de ± 15 µm sur la reproductibilité de la position de la cible.

Le diagnostic de transmission de l'énergie laser à travers la feuille mince est très simple. Il est assuré par une lentille de reprise à l'arrière (Voir figure IV-4) dont l'ouverture est suffisamment importante (f/1.) pour tenir compte d'un éventuel élargissement du faisceau lors du passage à travers la feuille mince. Cette lentille de reprise effectue l'image de la cible sur une photodiode étalonnée placée à l'extérieur de l'enceinte.

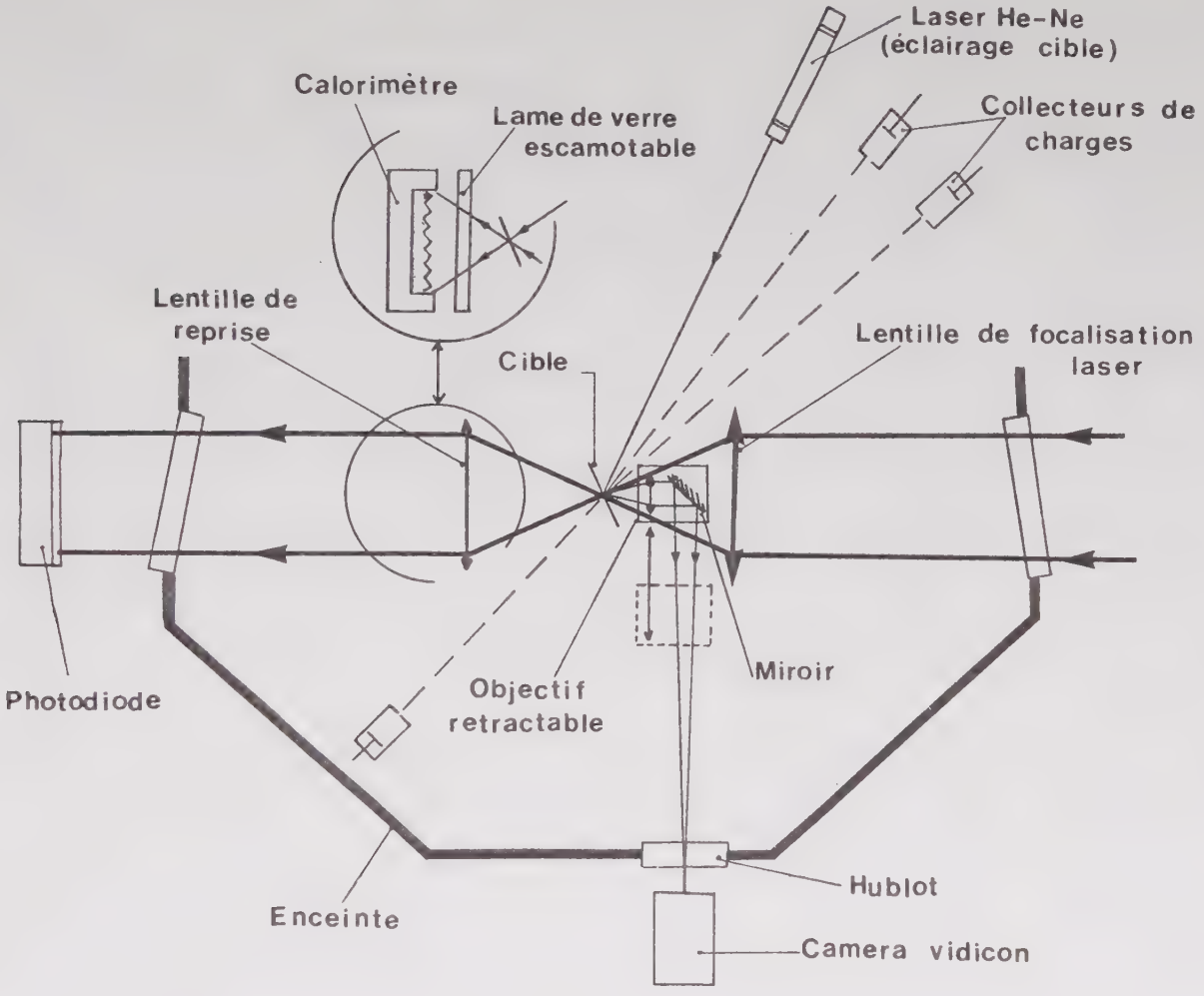


Figure IV-4 : Montage expérimental des expériences sur feuilles minces. L'alignement s'effectue à l'aide d'un objectif escamotable. Le diagnostic de transmission est réalisé à l'aide d'une lentille de reprise ou d'un calorimètre à graphite.

Dans la série d'expériences destinées à mesurer l'énergie cinétique emmagasinée dans la partie de la feuille accélérée vers l'arrière (Cf. § V-C) la lentille de reprise arrière est remplacée par un calorimètre unique qui couvre un angle solide important (demi-angle d'ouverture 50°) [5]. Cette technique, initialement utilisée à Garching, s'avère être plus simple à mettre en oeuvre qu'un réseau de calorimètres à ions [6].

Le calorimètre utilisé provient d'un calorimètre initialement prévu pour la mesure de l'énergie laser. C'est un calorimètre à plaque de graphite (type CILAS PG90). On admet que chaque ion incident frappant la surface dentelée en graphite est totalement absorbé et y dépose son énergie cinétique ; l'élévation de température résultante est alors mesurée à l'aide de thermocouples. L'étalonnage du calorimètre s'effectue à l'aide d'un faisceau laser d'énergie connue. La sensibilité de l'appareil est de l'ordre de 34 µV/joule , le seuil de mesure étant de 0,075 joules.

Quand la cible est suffisamment mince, elle peut devenir sous-critique pendant l'impulsion laser ; le signal mesuré au calorimètre résulte alors de la somme de l'énergie cinétique des ions et de la fraction de la lumière laser transmise à travers la feuille. La discrimination entre ces deux quantités s'effectue simplement en plaçant devant le calorimètre une lame de verre escamotable qui bloque les ions et ne laisse passer que la lumière (Voir figure IV-4).

Cette lame de verre est portée par un bras que l'on peut actionner sous vide de l'extérieur ; de même, l'autre extrémité de ce bras comporte un miroir qui, placé devant la plaque de graphite lors de l'opération d'alignement de la cible, évite l'échauffement du calorimètre par l'éclairage de la cible. Pour déterminer la transmission et la fraction d'énergie déposée dans la partie accélérée d'une cible d'épaisseur donnée, il faut donc deux tirs consécutifs, l'un avec la lame de verre, et le suivant sans la lame : cela nécessite donc une bonne reproductibilité des tirs (en énergi et en forme d'impulsion).

- Principaux diagnostics utilisés dans les expériences de transport

De tous les diagnostics représentés sur la figure IV-1, seuls quelques-uns d'entre eux ont été exploités au cours de ces expériences de transport en vue d'obtenir les paramètres indispensables à leur interprétation. Pour cette raison, ces diagnostics fournissent les informations concernant : le taux d'absorption de l'énergie laser par le plasma, la température et l'émission X du plasma créé, l'analyse de l'émission ionique du plasma.

a) Mesure de l'absorption laser.

Avant d'étudier la façon dont l'énergie se transporte à l'intérieur du solide, il est évident qu'il faut connaître au préalable la fraction d'énergie qui est absorbée par ce plasma. Le taux d'absorption du rayonnement laser par une cible solide, pour les mêmes conditions d'intensité et de longueur d'onde qui ont été utilisées dans les expériences de transport, a été mesuré à l'aide de la technique de la sphère d'Ulbricht [7] dans des séries d'expériences indépendantes [8]. Nous avons donc admis que les taux d'absorption ainsi mesurés sur cible massive sont identiques à ceux obtenus sur les feuilles minces ; ce qui est parfaitement vérifié par les simulations numériques.

b) Emission X du plasma.

Le rayonnement X observé qui résulte de l'émission par Bremsstrahlung est directement relié à la quantité de matière chauffée ainsi qu'à la température moyenne du plasma généré. L'étude de cette émission X est réalisée à l'aide d'un analyseur multicanal X [9]. Il permet de déterminer le spectre continu d'émission X dans un domaine de fréquence s'étendant de 2 à 70 KeV. Les principales informations exploitées concernent la température T_H de la population d'électrons rapides ainsi que la valeur absolue de l'émission X de différents canaux.

c) Etude de l'émission ionique.

L'énergie laser absorbée par le plasma est convertie principalement en énergie cinétique dans l'expansion ionique de la matière qui a été chauffée. Les informations concernant par exemple le nombre total de particules émises, leur distribution en vitesse (énergie moyenne par particule nombre d'ions rapides ou thermiques) leur distribution angulaire d'émission sont des éléments importants à connaître car ils sont directement liés au processus de transport à l'intérieur du solide de l'énergie absorbée.

L'étude de l'émission ionique est effectuée à l'aide de collecteurs de charges dont le principe est de mesurer le courant d'ions associés à l'expansion ionique ; ce courant d'ions J est simplement donné par :

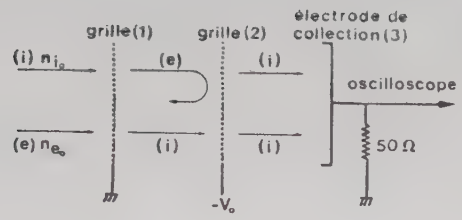
$$J = \sum_i S \cdot Z_i e N_i v \qquad \text{(IV-1)}$$

Dans cette expression, S est la surface d'entrée du collecteur ; la sommation est étendue sur tous les ions d'état de charge Z_i et de densité N_i au niveau du collecteur et dont la vitesse v est simplement déterminée par le rapport de la distance cible-collecteur au temps de vol.

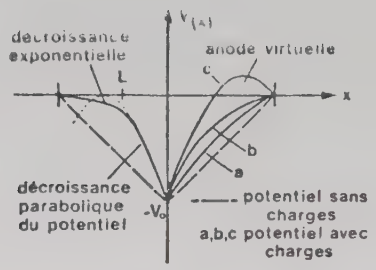
Le principal inconvénient de ce diagnostic extrêmement simple réside dans l'indétermination du degré de charge Z_i et de la masse atomique A_i des ions présents. Néanmoins, nous verrons qu'en faisant certaines hypothèses réalistes concernant ces paramètres inconnus, ces signaux pourront être exploités.

. Principe de fonctionnement d'un collecteur de charges

Le schéma d'un collecteur de charges utilisé dans nos expériences est représenté sur la figure IV-5 a. Il comprend une grille d'entrée (1) mise à la masse du collecteur, une grille de polarisation (2) portée à un potentiel négatif. La séparation de charges s'effectue entre ces deux grilles. Le faisceau d'ions débarrassé des électrons traverse cette deuxième grille et est recueilli par une électrode (3) reliée à la masse par une



a



b

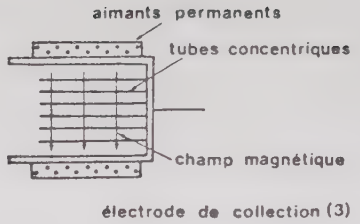
Figure IV-5 :

Schéma d'un collecteur de charges.

a) Principe.

b) Répartition du potentiel à l'intérieur du collecteur.

c) Constitution de l'électrode de collection.



c

résistance de 50 Ω qui permet la mesure du courant d'ions. La grille de polarisation a également pour fonction de repousser les électrons secondaires émis au niveau de l'électrode (3).

Le fonctionnement correct d'un collecteur de charges n'est assuré que si l'on réalise une séparation complète des charges ions - électrons et une protection efficace contre l'émission secondaire [10]. Ces fonctions ne sont remplies que si l'on satisfait certains critères obtenus en calculant la répartition du potentiel électrique à l'intérieur du collecteur (Voir figure IV-5 b) et que nous allons présenter maintenant.

Pour déterminer le critère d'une séparation complète des charges, calculons la répartition du potentiel électrique entre les grilles (1) et (2).

Soient n_{io} et n_{eo} avec $n_{io} = Z\, n_{eo}$, les densités ioniques et électroniques incidentes se déplaçant avec une vitesse dirigée v_o vers les $x > 0$. (Voir figure IV-5 b).

L'équation de Poisson permet de calculer le potentiel électrique :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon_o} (n_e (x) - Z\, n_i (x)) \qquad \text{(IV-2)}$$

On admet d'une part que le mouvement des ions n'est pas perturbé par le champ électrique car $Z_e V_o \ll$ Energie cinétique d'un ion $= \frac{1}{2} MV_o^2$ et d'autre part, que les électrons sont en équilibre de Boltzmann dans le champ électrique, c'est-à-dire que :

$$n_e(x) = n_{eo} \exp.(- \frac{E}{kT_e}) \quad \text{avec} \quad E = - eV(x) + \frac{1}{2} m_e V_o^2 \qquad \text{(IV-3)}$$

On suppose les électrons thermalisés à une température T_e et leur énergie cinétique dirigée telle que $\frac{1}{2} m_e V_o^2 \ll eV_o$ (ce qui n'est pas le cas de tous les électrons suprathermiques).

En introduisant le potentiel réduit $\Phi(x) = \frac{eV(x)}{kT_e}$ et l'abcisse réduite $X = \frac{x}{\lambda_D}$ ($\lambda_D = (\frac{\varepsilon_o . kT_e}{n_{eo} e^2})^{1/2}$ = longueur de Debye) l'équation de Poisson IV-2 devient :

$$\Phi''(X) = \exp(\Phi(X)) - 1 \qquad \text{(IV-4)}$$

La résolution de cette équation est relativement simple ; elle fait apparaître deux zones caractéristiques de décroissance du potentiel : (Voir figure IV-5 b)

- Pour X faible, tel que $\Phi(X) \gg 1$, on obtient une décroissance parabolique de la forme :

$$\Phi(X) = \phi(0) - \frac{1}{2} X^2 - X(-2\Phi(0))^{1/2} \qquad \text{(IV-5)}$$

- Pour X élevé, tel que $\Phi(X) < 1$, on obtient une décroissance exponentielle du potentiel de la forme :

$$\Phi(X) \alpha \exp(X) \qquad \text{(IV-6)}$$

On peut alors définir une longueur caractéristique X_o de décroissance du potentiel telle que $\Phi(X_o) \simeq 0{,}1\ \Phi(0)$ à l'aide de l'équation IV-5. Cela définit l'épaisseur de gaine L :

$$L = \left(\frac{eVo}{kT_e}\right)^{1/2} = \left(\frac{\varepsilon o\ eVo}{n_{eo}\ e^2}\right)^{1/2} \qquad \text{(IV-7)}$$

ou encore : $L(mm) = 7{,}4\ 10^3 V_o^{1/2}$ (Volts) $n_{eo}^{-1/2}$ (cm^{-3})

C'est la longueur de Debye où kT_e est remplacée par eV_o.

Par exemple, pour $V_o = 200$ Volt et $n_{eo} = 10^{10}\ cm^{-3}$ (densité typique),

$$L \simeq 1 \text{ mm.}$$

Ces calculs montrent donc que la séparation s'effectue au niveau de la grille de polarisation. D'autre part, cette grille doit définir une surface équipotentielle ; cette condition est réalisée si le pas de la grille est inférieur à l'épaisseur de gaine calculée par IV-7.

Entre la grille de polarisation (2) et l'électrode de collection (3) nous avons maintenant un faisceau d'ions. On conçoit aisément que, si cette densité ionique devient importante, son champ de charge d'espace va modifier la distribution du potentiel (courbes a - b). Pour des densités ioniques supérieures à une certaine densité seuil, il apparaît une anode virtuelle (courbe d) qui va attirer les électrons secondaires qui étaient jusqu'alors repoussés par la grille de polarisation. Ces électrons secondaires modifient le signal ionique incident (en créant des oscillations par exemple), et peuvent perturber sa déconvolution lorsqu'on veut en déduire la fonction de distribution des vitesses ioniques.

En régime stationnaire, le calcul de cette densité seuil s'effectue à l'aide des équations de Poisson, de continuité de courant et de conservation de l'énergie pour les ions. On obtient :

$$n_{i_{seuil}} = \frac{2\ \varepsilon o\ Vo}{e\ Z\ D^2}$$

D étant la distance grille de polarisation (2) - électrode (3)

Pour V_o = 200 Volt et D = 1 cm , on obtient $n_{es} = Z\, n_{is} \simeq 2.10^8$ cm ce qui peut être très facilement atteint dans les conditions usuelles d'expériences.

On constate donc que, pour supprimer cet effet parasite, il faut piéger efficacement les électrons secondaires au niveau de l'électrode (3) en les empêchant de ressortir. La solution que nous avons retenue consiste à utiliser pour électrode (3) un tube assez long contenant plusieurs tubes concentriques ; l'ensemble étant plongé dans le champ magnétique créé par de petits aimants fixés sur ce tube (Figure IV-5 c).

En conclusion, on peut voir que ces effets de charge d'espace peuvent perturber le fonctionnement d'un collecteur de charges et rendre sa réponse "non linéaire". Ces effets peuvent néanmoins devenir négligeables si l'on diminue la densité ionique à l'intérieur du collecteur, soit en l'éloignant le plus possible du plasma, soit à l'aide de grilles de faible transmission placées devant le collecteur (en (1)). On compense dans ce cas la diminution du signal en augmentant la surface collectrice. La grille de polarisation (2) peut alors avoir un pas très important (de l'ordre du mm ou plus), sa contribution à l'émission secondaire est alors totalement négligeable.

. Exploitation des signaux de collecteur de charges

A partir du courant d'un collecteur d'ions, nous déterminons les trois grandeurs principales qui sont :

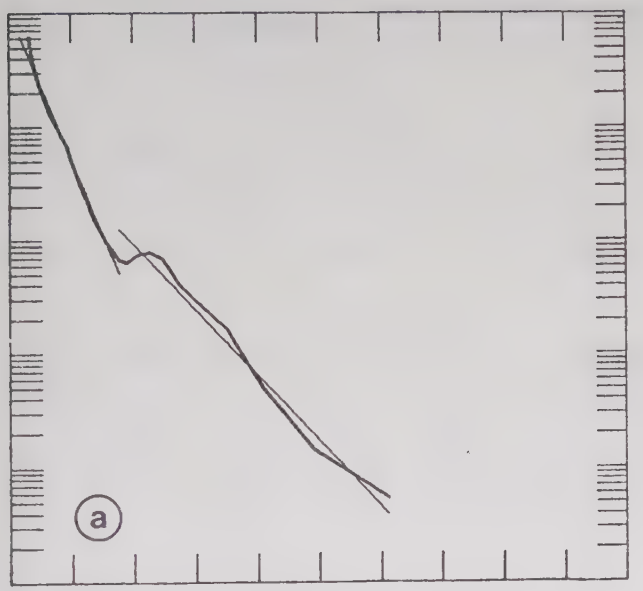
→ La fonction de distribution des vitesses ionique $\frac{dN}{dv}$ définie par

$$\frac{dN}{dv}(v) = \frac{1}{Z} \cdot \frac{L}{Se} \cdot I(t)\, t^2 . \quad (\text{ions . sec . cm}^{-1}\text{. strd}^{-1}) \qquad \text{(IV-8)}$$

Les pentes de cette fonction permettent de déterminer les températures électroniques chaudes T_H et froides T_c moyennant certaines hypothèses (Voir § I-D). Par ailleurs, l'intégrale sur les vitesses de cette fonction permet l'évaluation du nombre total d'ions recueilli par un collecteur.

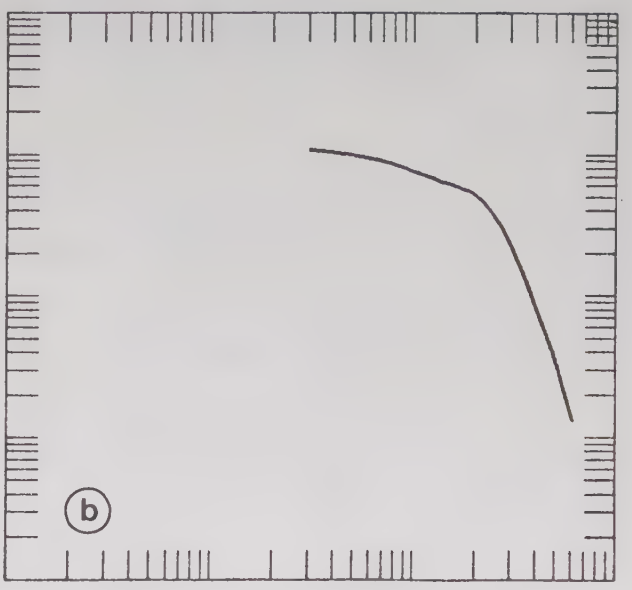
FONCT. DE DISTRIBUTION

TIR NUMERO: 19 COLLECTEUR NUMERO: 2
TRANSMISSION DES GRILLES: 0.058
XMIN= 0 XMAX= 1.E9CM/S
YMIN= 3 YMAX= 8
TC= 1.09 KEV TH= 5.70 KEV



INTEGRALE DE L'ENERGIE

TIR NUMERO: 19 COLLECTEUR NUMERO: 2
TRANSMISSION DES GRILLES: 0.058
XMIN: 1.0E 06 XMAX: 1.0E 09 CM/S
YMIN: 1.0E 00 YMAX: 1.0E 04
ENERGIE MAXIMALE (MILLIJOULES/STER.): 1080.66



INTEGRALE DE LA CHARGE

TIR NUMERO: 19 COLLECTEUR NUMERO: 2
TRANSMISSION DES GRILLES: 0.058
XMIN: 1.0E 06 XMAX: 1.0E 09 CM/S
ZMIN: 1.0E-01 ZMAX: 1.0E 04
NB. DE PARTICULES (10**12 IONS/STER.) : 1480.71

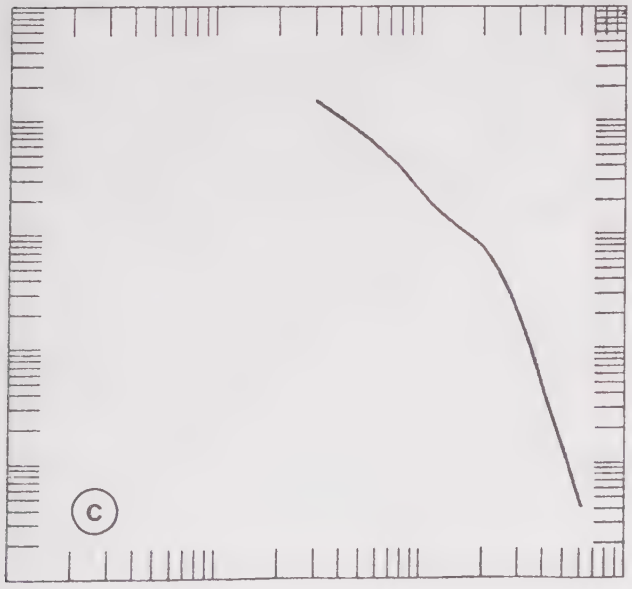


Figure IV-6 :

Exemple de résultats de l'exploitation d'un signal de collecteur. Ces calculs sont réalisés pour A = Z = 1 . En fonction de la vitesse des particules, on a reporté :

a) la fonction de distribution des vitesses ioniques,

b) l'intégrale du nombre de particules,

c) l'intégrale de l'énergie.

→ La fonction de distribution de l'énergie $\frac{dE}{dv}$ définie par :

$$\frac{dE}{dv}(v) = \frac{A}{Z} \cdot \frac{L^3}{2S} \cdot \frac{m_p}{e} \cdot I(t) \text{ (Joule . sec . cm}^{-1}\text{. strd}^{-1}\text{)} \quad \text{(IV-9)}$$

L'intégrale de cette fonction permet de calculer l'énergie associée à un signal de collecteur.

Dans ces expressions, $\frac{A}{Z}$ représente le rapport masse/numéro atomique de l'ion, S la surface du collecteur, L la distance cible-collecteur, t le temps de vol ionique correspondant à la vitesse $v = \frac{L}{t}$.

L'exploitation d'un signal de collecteur de charges, pour en extraire ces différentes informations, peut s'effectuer soit manuellement à partir des photographies des traces enregistrées sur un oscilloscope, soit à l'aide d'un système d'acquisition de données automatique qui est constitué de modules numériseurs CAMAC couplés à un ordinateur [11]. Un exemple typique des différentes sorties obtenues à partir d'un signal est représenté sur la figure IV-6 qui montre, en fonction de la vitesse des particules, la fonction de distribution des vitesses (a), l'intégrale de l'énergie (b), l'intégrale du nombre d'ions (c).

IV - B-3. MONTAGE EXPERIMENTAL DES EXPERIENCES D'OMBROSCOPIE

Nous avons utilisé une technique photographique par ombroscopie dans le but de visualiser la propagation d'un choc dans un milieu transparent, ou de mettre en évidence l'accélération d'une cible mince. (Expériences présentées au § V-B). Le schéma de principe est représenté sur la figure IV-7.

Le faisceau sonde utilisé provient d'une chaînette annexe qui est synchronisée avec le laser principal [12]. En vue d'obtenir une longueur d'onde et une durée d'impulsion les plus courtes possibles, le faisceau issu de la chaînette est initialement doublé en fréquence, puis à l'aide

d'une cuve à éthanol, converti par effet Raman [13] en un faisceau de 20 ps de durée d'impulsion ayant une longueur d'onde $\lambda = 0.63$ µm . Enfin une ligne à retard optique permet d'obtenir des photographies avec des retards variables par rapport à l'impulsion laser principale. Un objectif à fort grossissement effectue l'image de la cible sur un boîtier polaroïd situé à l'extérieur de l'enceinte. La solution du système est de l'ordre de 5 µm.

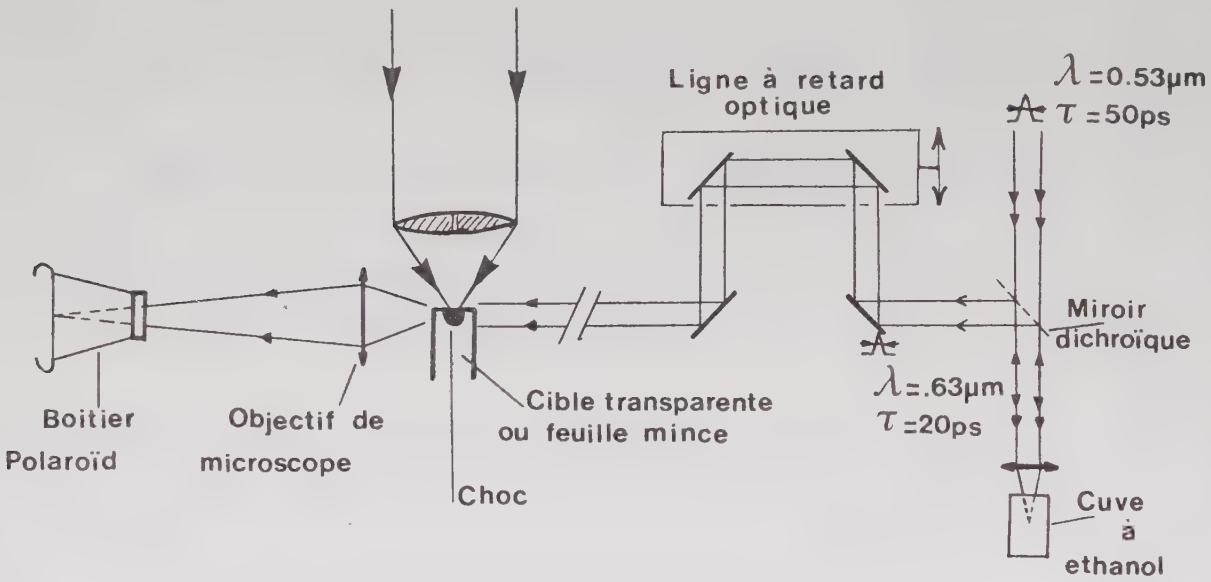


Figure IV-7 : Montage expérimental des expériences d'ombroscopie.

IV-C - TECHNIQUE DE FABRICATION ET DE CONTRÔLE DES FEUILLES MINCES

IV - C-1. FABRICATION

Les feuilles minces de polystyrène, $(CH)_n$, qui sont utilisées pour ces expériences de transport sont réalisées de la façon suivante [14] : du polystyrène est initialement dissout dans le l'huile d'acétate d'amyle à des concentrations de l'ordre de quelques grammes par litre ; l'épaisseur finale dépendant de cette concentration.

Une lame de verre est ensuite plongée dans la solution. Après évaporation du solvant, le film mince de polystyrène qui recouvre cette lame est recueilli par flottaison à la surface de l'eau. Ce film est ensuite déposé sur une rondelle. Après la mesure de l'épaisseur de la feuille, cette rondelle est montée sur une plaque porte-cibles qui peut contenir environ 30 cibles différentes.

IV - C-2. CONTROLE DE L'EPAISSEUR

Le contrôle de l'épaisseur du film s'effectue par repérage des teintes dans l'échelle de Newton ; ensuite, d'une façon plus précise par la mesure du déplacement des franges dans un interféromètre de Michelson. La précision de la mesure atteint finalement 5 %.

Cette technique permet la réalisation de films minces dont l'épaisseur minimale, conditionnée par la résistance du film, est de l'ordre de 300 Å. Par contre, l'obtention de cibles d'épaisseur supérieur à $\sim$ 1 µm est difficile ; le film pouvant présenter d'importantes variations d'épaisseur sur sa surface.

RÉFÉRENCES

(CHAPITRE IV)

1. D. BRUNEAU et al., Rapport GRECO 1979, page 225.

2. D. BRUNEAU et al., Rapport GRECO 1980, page 180.

3. W. SEKA et al., 14ème ECLIM (Palaiseau - septembre 1980).

4. A. MICHARD et al, Rapport GRECO 1977 ; Rapport GRECO 1978, page 133.

5. R. FABBRO, Rapport GRECO 1979, page 207.

6. B.H. RIPIN et al., NRL Memo Report 3890.

7. C. GARBAN, Rapport GRECO 1978, page 139.

8. C. GARBAN-LABAUNE et al., Rapport GRECO 1979, page 64.

9. F. AMIRANOFF, Rapport GRECO 1979, page 204.

10. R. FABBRO, Rapport GRECO 1979, page 209.

11. M. WEINFELD, Rapport GRECO 1978, page 167.

12. R. BENATTAR et C. POPOVICS, Rapport GRECO 1978, page 162.

13. D. BRUNEAU et al., Rapport GRECO 1979, page 234.

14. A.M. TOURNADE et H. TIMSIT, Rapport GRECO 1979, page 196.

C H A P I T R E V

RESULTATS EXPERIMENTAUX - INTERPRETATION

* * * * *

Page

PLAN DU CHAPITRE

INTRODUCTION 161

V - A DETERMINATION EXPERIMENTALE DU FLUX DE MASSE ABLATEE $\dot{m}$. EXPERIENCES REALISEES EN REGIME PICOSECONDE A DIFFERENTES LONGUEURS D'ONDE LASER 161

A-1. Réponses des différents diagnostics 161

a) Diagnostics optiques 162

b) Diagnostics d'émission X 163

c) Diagnostics de l'émission ionique 163

d) Détermination expérimentale du flux de masse ablatée. Loi d'échelle 168

A-2. Comparaison des expériences avec les simulations numériques. Discussion 172

a) Expériences à 0.26 µm 172

b) Expériences à 1.06 µm 174

1- Comparaison avec les simulations numériques

2- Etude de la symétrie de l'émission d'ions rapides

3- Expériences sur cibles massives
. Emission d'ions rapides
. Emission X

c) Expériences à 0.53 µm 188

A-3. Interprétation 190

a) Vérification du schéma proposé à l'aide d'un modèle simple 190

b) Conclusion concernant les expériences en régime picoseconde 198

V - B ETUDE DE LA PRESSION D'ABLATION. CONSEQUENCES SUR L'ACCELERATION DE CIBLES MINCES ET GENERATION D'ONDE DE CHOC DANS LES SOLIDES 202

B-1. Détermination indirecte de la pression d'ablation 202

B-2. Mesure directe de la pression d'ablation 203

a) Accélération de feuilles minces 203

b) Visualisation d'une onde de choc dans un solide transparent 207

Page

V - C APPLICATION A L'ETUDE DU RENDEMENT HYDRODYNAMIQUE. EXPERIENCES EN REGIME NANOSECONDE 212

C-1. Mesure du rendement hydrodynamique par une méthode calorimétrique 212

C-2. Discussion. Comparaison avec les simulations numériques 214
a) Variation du rendement hydrodynamique 214
b) Discussion du diagnostic basé sur la calorimétrie 216

C-3. Variation du rendement hydrodynamique avec le flux incident. Etude du couplage énergie laser absorbée - cible accélérée 220
a) Résultats expérimentaux 220
b) Discussion des résultats 222

V - D CONCLUSION GENERALE. 229

INTRODUCTION

Nous présentons tout d'abord les expériences réalisées avec des impulsions laser en régime "picoseconde " (typiquement $\tau \simeq 100$ ps) qui ont permis la détermination du flux de masse ablatée $\mathring{m}$ en fonction de la longueur d'onde et de l'intensité laser absorbée. L'interprétation de ces expériences à l'aide de simulations numériques permet d'expliciter les différents processus de transport présents dans chaque situation.

Ensuite, une étude préliminaire basée sur la photographie par ombroscopie permet de visualiser l'accélération d'une cible mince ou la propagation d'une onde de choc dans un milieu transparent, ce qui autorise ainsi une mesure directe de la pression d'ablation ou du rendement hydrodynamique.

Nous examinerons finalement les conséquences de cette ablation sur le processus d'accélération de cibles minces. Cette étude expérimentale est également discutée à l'aide de simulations numériques qui font apparaître les problèmes inhérents au type de diagnostic employé, qui est basé sur la calorimétrie. Enfin, nous montrerons l'importance des effets bidimensionnels dans l'interprétation de ces expériences effectuées avec des impulsions laser de grande durée.

V-A - DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DU FLUX DE MASSE ABLATÉE $\mathring{m}$ EXPÉRIENCES RÉALISÉES EN RÉGIME PICOSECONDE À DIFFÉRENTES LONGUEURS D'ONDE LASER

V-A-1. REPONSES DE DIFFERENTS DIAGNOSTICS

L'intensité laser absorbée I_a et la durée d'impulsion τ des impulsions laser à différentes longueurs d'onde utilisées dans cette série d'expériences sont décrites dans le tableau I :

λ = 1.06 µm	$I_a = 10^{14}$ W/cm^2 $I_a = 10^{15}$ W/cm^2	τ = 100 ps τ = 100 ps	(a) (b)
λ = 0.53 µm	$I_a = 10^{15}$ W/cm^2	τ = 80 ps	(c)
λ = 0.26 µm	$I_a = 1.3\ 10^{14}$W/cm^2 $I_a = 2.7\ 10^{14}$W/cm^2	τ = 60 ps τ = 170 ps	(d) (e)

Tableau I

Les différents diagnostics utilisés dans ces expériences sur feuilles minces ont été décrits et discutés au chapitre III. Examinons leurs réponses pour ces différentes situations expérimentales.

a) Diagnostics optiques

Les coefficients de transmission ou de réflexion en fonction de l'épaisseur de la feuille pour les différentes impulsions ((a) à (e)) du tableau I sont donnés par les figures V-1 à V-3. On remarquera que les épaisseurs caractéristiques déterminées à partir de la transmission sont identiques à celles déterminées à partir du coefficient de réflexion. Il faut par ailleurs signaler que la relative dispersion des points provient principalement de la non-reproductibilité de l'énergie de sortie du laser. D'une façon générale, nous avons conservé tous les tirs dont l'énergie varie de ± 30 % par rapport à l'énergie moyenne choisie.

Les épaisseurs caractéristiques d_T (ainsi que celles correspondant aux autres diagnostics) sont reportées dans le tableau II. Sans entrer dans le détail de la discussion, on remarquera que d_T augmente évidemment lorsque la durée d'impulsion τ ou le flux absorbé augmente, ou lorsque la longueur d'onde diminue.

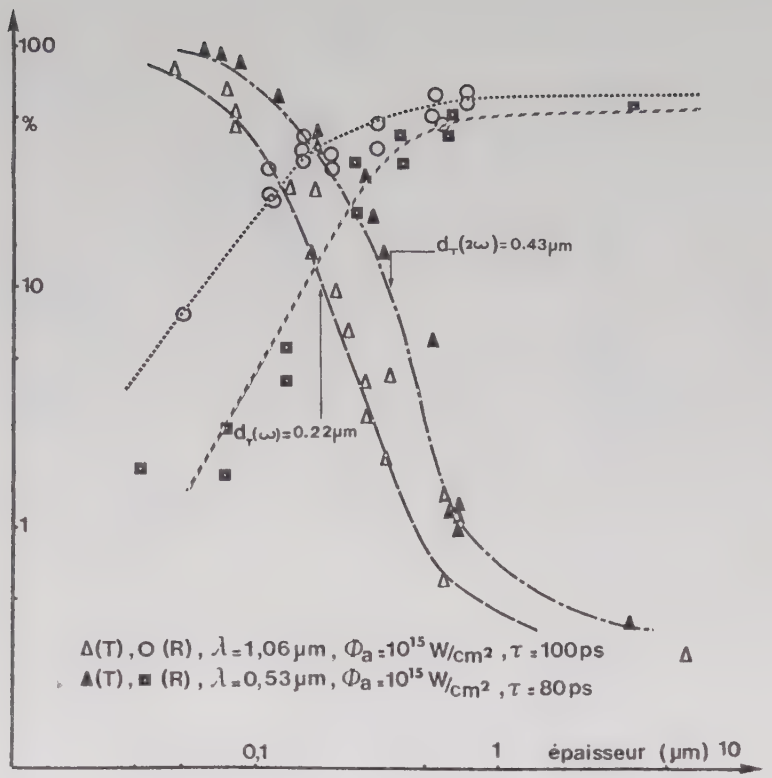


Figure V-1 : Coefficient de transmission (T) et de réflexion (R) en fonction de l'épaisseur de la feuille pour les impulsions (b) et (c) du tableau I.

b) Diagnostic de l'émission X

Des exemples de l'émission X continue dans la bande $h\nu \simeq 1 - 2$ KeV sont représentés sur les figures V-4 et 5. Les épaisseurs d_X au-delà desquelles est observée la saturation du signal, sont reportées dans le tableau II.

c) Diagnostic de l'émission ionique

Dans un signal "thermique" issu d'un collecteur de charges, les temps de vol des ions les plus rapides, ou de ceux appartenant au maximum de ce signal, ont été reportés sur les figures V-6 à V-9 pour différentes impulsions laser utilisées. Un examen de ces figures permet de retrouver les principaux points discutés au § III-C.

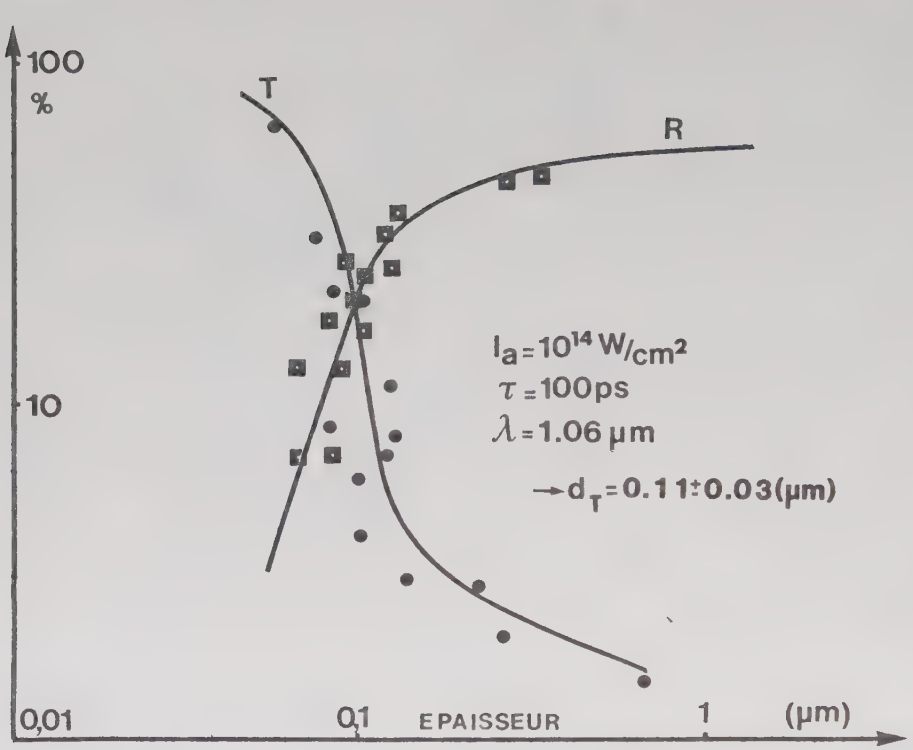


Figure V-2 : Coefficient de transmission (T) et de réflexion (R) en fonction de l'épaisseur de la feuille pour l'impulsion (a) du tableau I.

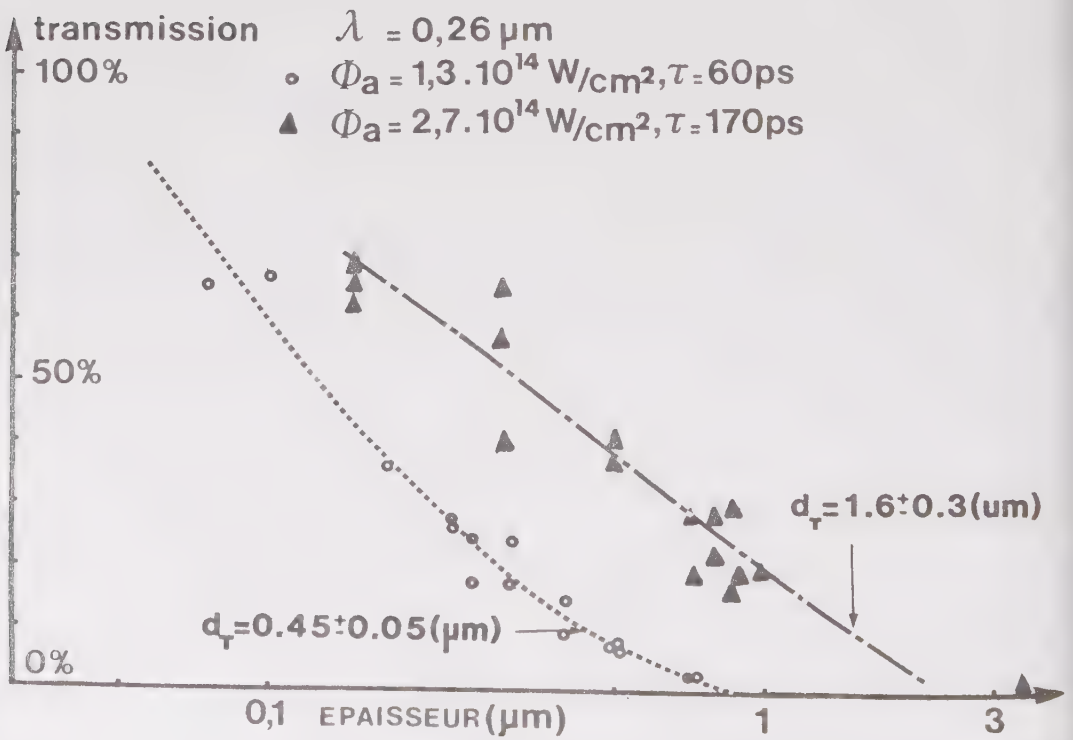


Figure V-3 : Coefficient de transmission (T) en fonction de l'épaisseur de la feuille pour les impulsions laser (d) et (e) du tableau I.

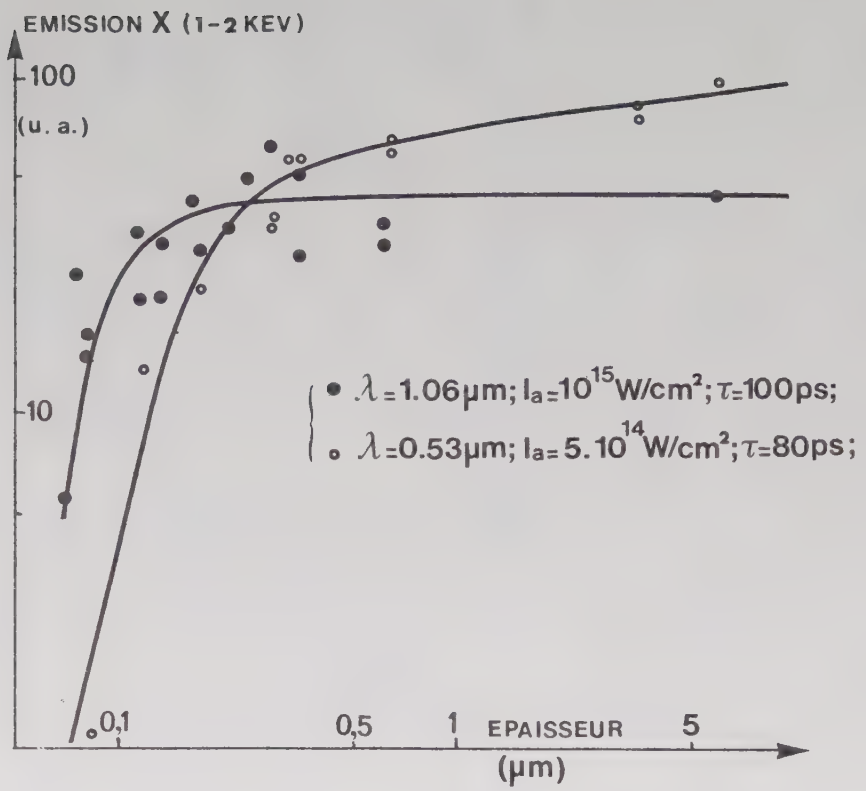


Figure V-4 : Emission X continue dans la bande $h\nu \simeq 1 - 2$ KeV en fonction de l'épaisseur de la feuille. Impulsions (b) et (c) du tableau I.

Par exemple, dans le cas de courtes longueurs d'onde (Figure V-8 et 9) pour les épaisseurs inférieures à d_i , on observe un découplage très net des temps de vol , analogue à ce qui est attendu dans le cas d'une accélération par "effet fusée". Cette observation très simple met en évidence le caractère "ablatif" de l'expérience. Ce n'est pas le cas pour les expériences réalisées à 1.06 μm (Figures V-6 et 7) : le découplage des temps de vol est alors très faible pour $e < d_{i_1}$, comme c'est le cas pour un transport d'énergie assuré par des électrons suprathermiques (Cf. § III-C).

Il est également possible de suivre l'évolution de la température de la face arrière de la feuille. Ceci est réalisé à partir d'un signal de collecteur de charges et l'on admet un modèle de détente self-similaire

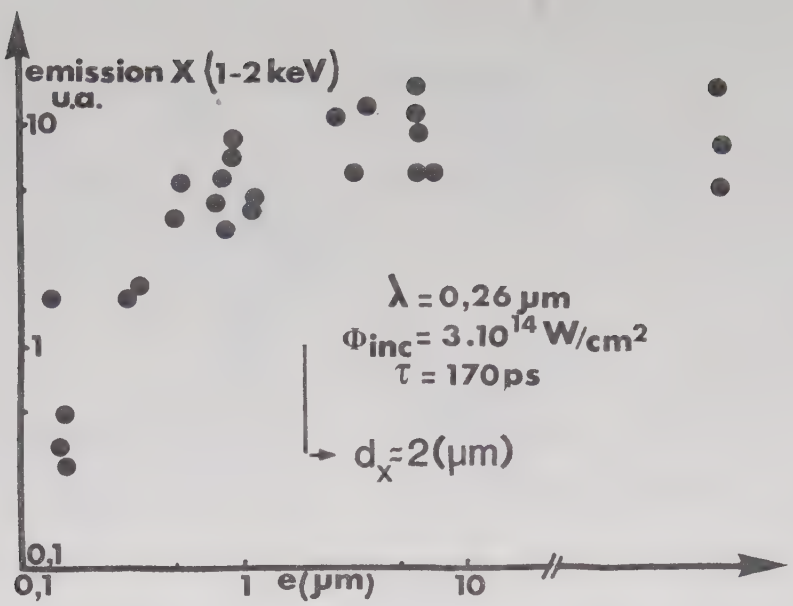


Figure V-5 : Emission X continue dans la bande $h\nu \simeq 1 - 2$ KeV en fonction de l'épaisseur de la feuille. Impulsion (e) du tableau I.

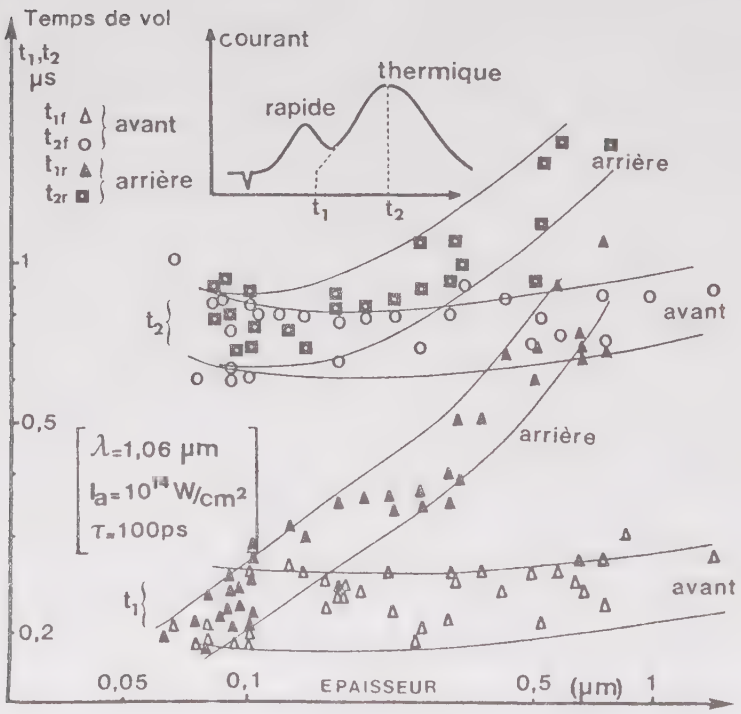


Figure V-6 : Temps de vol ioniques caractérisant les ions les plus rapides (t_1) et ceux du maximum (t_2) du signal "thermique" de deux collecteurs symétriques placés à l'avant et à l'arrière de la cible. Impulsion (a) du tableau I.

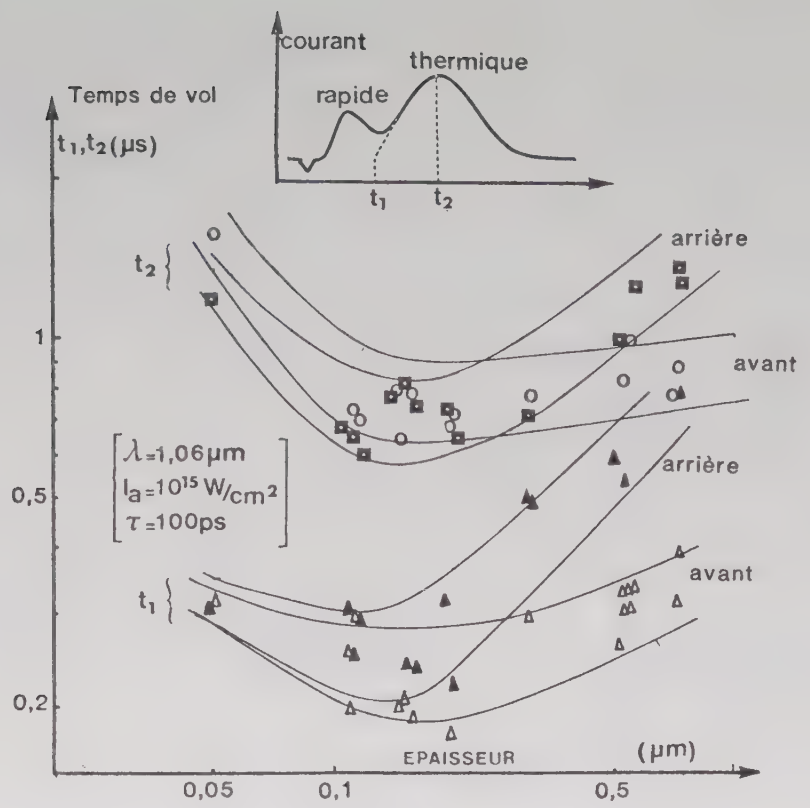


Figure V-7 : Idem que la figure V-6. Impulsion (b) du tableau I.

isotherme pour la population électronique à basse température. Cette approximation peut être justifiée dans le cas des très faibles épaisseurs de feuilles, par contre elle ne l'est pas lorsque l'épaisseur augmente : on doit s'attendre alors à une détente adiabatique. Néanmoins cette hypothèse permet une déconvolution rapide de signaux de collecteurs de charges (Cf. § IV-B-2) et permet de suivre l'évolution de la température approximative de l'arrière de la feuille. On constate en effet un accord satisfaisant entre l'épaisseur assurant l'égalité des températures "froides" avant - arrière et l'épaisseur correspondante d_{i2} pour l'impulsion (a) du tableau I (Figure V-10). Cette méthode comportant de nombreuses incertitudes ne sera plus utilisée par la suite. Il est certain que des déterminations de la température arrière de la feuille par des mesures locales (émissivité X, spectroscopie |1|) sont plus adaptées.Néanmoins ces résultats corroborent nos autres déterminations expérimentales.

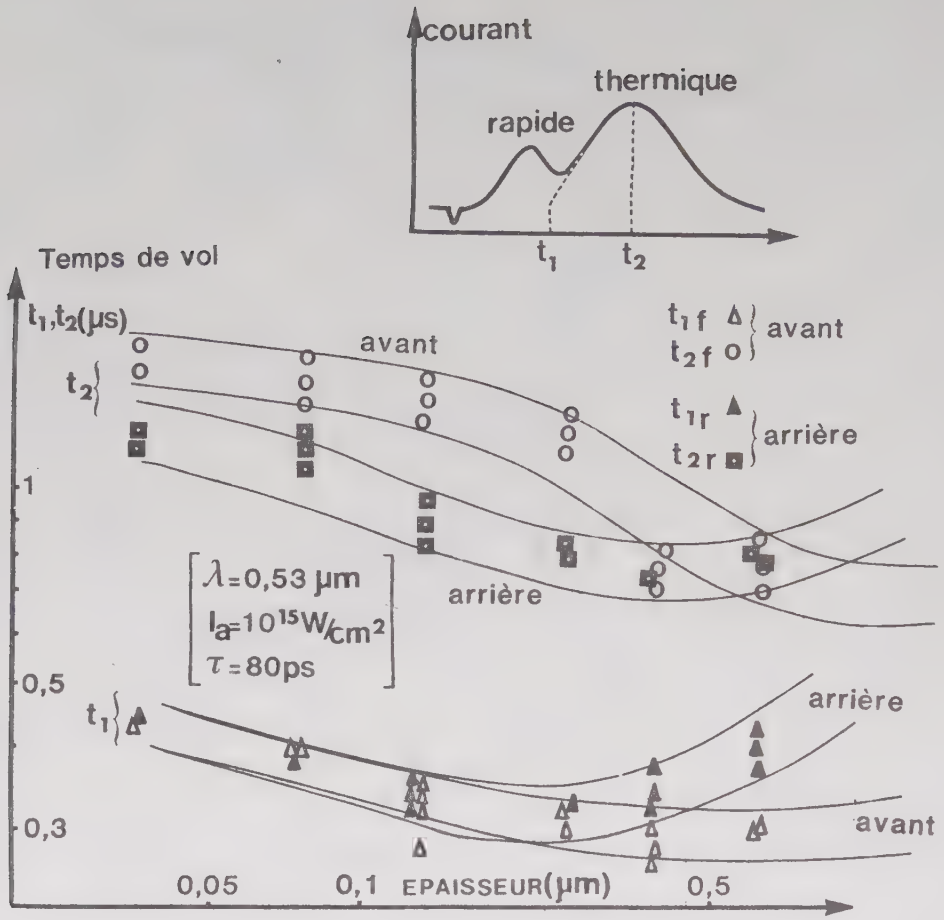


Figure V-8 : Idem que la figure V-6. Impulsion (c) du tableau I.

d) Détermination expérimentale du flux de masse ablatée. Loi d'échelle

Nous avons reporté dans le tableau II les diverses épaisseurs caractéristiques d_T , d_i , d_x obtenues lors des expériences décrites précédemment.

Lors de l'étude au § III-C de la réponse de ces différents diagnostics à l'aide de simulations numériques, nous avions vu que l'expression d_T assurant une transmission de 10 % est représentative de la quantité de matière qui s'est écoulée à travers la surface critique et qui a été par conséquent intégralement portée à la température maximale de la couronn

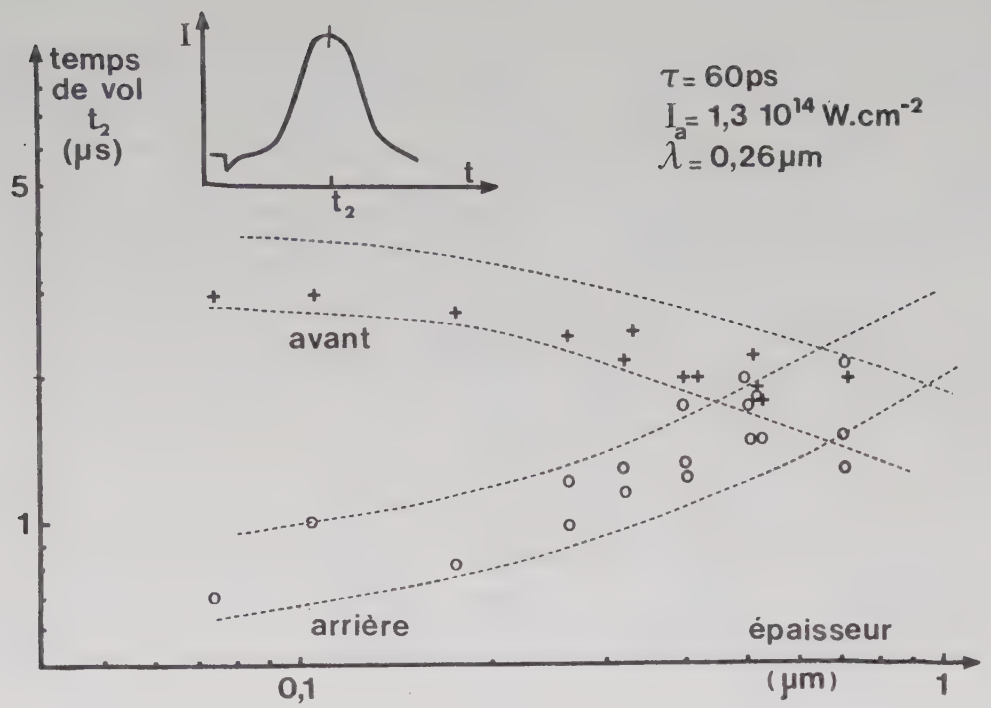


Figure V-9 : Idem que la figure V-6. Impulsion (d) du tableau I.

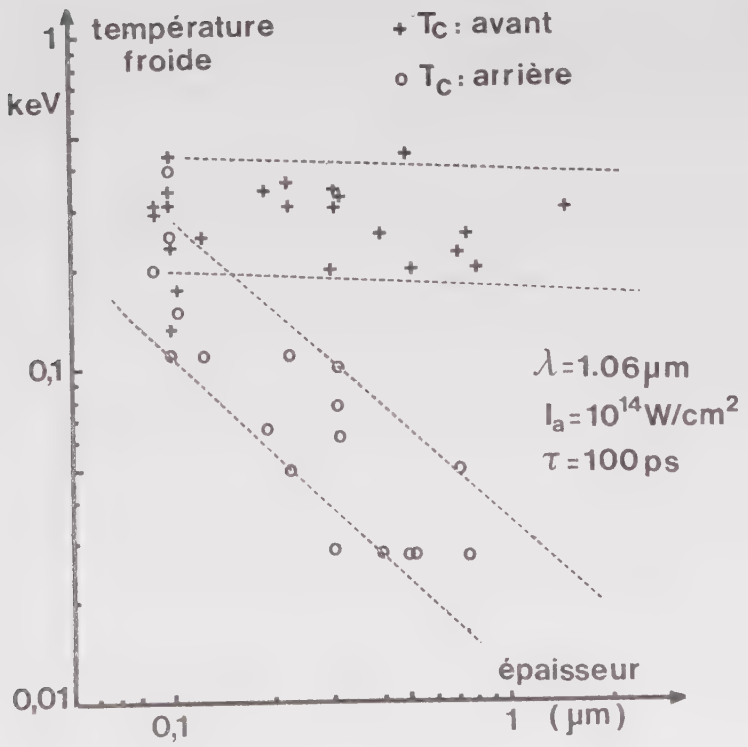


Figure V-10 : Evolution des températures "froides" avant - arrière déterminées par déconvolution des signaux de collecteurs de charges en fonction de l'épaisseur de la feuille pour l'impulsion (a) du tableau I.

λ	I_a	τ	d_T	d_{i_2}	d_x	A
(μm)	(W/cm^2)	(ps)	(μm)	(μm)	(μm)	
1.06	10^{14}	100	0.11	0.25	0.12	0.24
	10^{15}	100	0.22	0.45	0.16	0.22
0.53	5.10^{14}	80	0.43	0.75	0.40	0.29
0.26	$1.3\ 10^{14}$	60	0.45	0.90	0.65	0.25
	$2.7\ 10^{14}$	170	1.6	> 2.5	2	0.23

Tableau II

Nous définissons donc cette épaisseur comme étant *l'épaisseur ablatée*. Néanmoins, nous savons que l'épaisseur de solide constituant la zone de conduction est plus importante que d_T dans nos conditions expérimentales, mais cette zone de conduction ne représente qu'une faible fraction de l'énergie totale absorbée et n'est donc pas significative.

Par conséquent, il est possible de définir un flux de masse ablatée expérimental $\overset{\circ}{m}_{exp.}$ par la relation :

$$\overset{\circ}{m}_{exp.} = \frac{\rho_o\, d_T}{\tau} \qquad (V\text{-}1)$$

ρ_o étant la densité du solide utilisée.

Or nous avions obtenu dans le cas d'un régime ablatif en géométrie plane une loi d'évolution du flux de masse ablatée en fonction du flux laser absorbé I_a, de la longueur d'onde λ et du facteur de flux limite Φ qui est (Cf. équ. II-87) :

$$\mathring{m}\ (kg/s.cm^2) = 150\ .\left(\frac{I_a(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{1/3}\ .\left(\frac{1}{\lambda_{\mu m}}\right)^{4/3}.\left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/3}.\left(\frac{\Phi}{0.6}\right)^{2/3} \qquad (V\text{-}2)$$

Pour étudier l'écart de $\mathring{m}_{exp.}$ avec la formule V-2, nous avons donc reporté dans la dernière colonne du tableau II l'expression :

$$A = \frac{\mathring{m}_{exp.}}{\left(\frac{I_a(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{1/3}\ .\ \lambda_{\mu m}^{-4/3}} \qquad (V\text{-}3)$$

Il s'avère que A est pratiquement constant : $A \simeq 110 \pm 20$. On peut donc rendre compte de l'ensemble de nos résultats expérimentaux concernant le flux de masse ablatée défini par V-1, par la relation très simple :

$$\mathring{m}_{exp.}(kg/s/cm^2) = \frac{\rho_o\ .\ d_T}{\tau} \simeq 110\left[\frac{I_a(W/cm^2)}{10^{14}}\right]^{1/3}\ .\ \lambda_{\mu m}^{-4/3} \qquad (V\text{-}4)$$

Une comparaison directe des relations V-4 et V-2 permettrait de définir un facteur de flux moyen $\overline{\Phi}$ représentatif de nos résultats. On obtient (pour $A \simeq 2\ Z$) : $\Phi \simeq 0.38$ ou encore $\overline{f} \simeq 0.05$.

En fait, la relative simplicité du résultat obtenu masque une situation plus complexe : D'une part, compte tenu des résultats du § II-A-6, il est évident que ces expériences se déroulent en régime non-stationnaire. D'autre part, un régime purement ablatif est inconcevable du moins pour ce qui concerne les expériences à 1.06 µm à haut flux où la production d'électrons suprathermiques est importante.

C'est pour tenir compte de ces remarques, qu'il est indispensable d'analyser séparément les expériences à l'aide de simulations numériques où il est en particulier possible de décrire précisément, dans chaque cas de longueur d'onde utilisée, l'importance relative des différents processus d'absorption et leurs conséquences sur la production d'électrons rapides.

V - A-2. COMPARAISON DES EXPERIENCES AVEC LES SIMULATIONS NUMERIQUES

a) Expériences à 0.26 µm

A cette longueur d'onde, il s'avère que l'absorption collisionnelle par Bremsstrahlung Inverse joue un rôle dominant [2]. Ce processus est donc inclus dans les simulations numériques. On admet également que 20 % de l'énergie laser résiduelle atteignant la surface critique sont déposés dans une population d'électrons suprathermiques dont la température est déterminée expérimentalement [3]. Cet effet simule l'absorption résonnante qui est susceptible d'intervenir à la surface critique ; le taux utilisé de 20 % d'absorption par ce mécanisme semble tout à fait réaliste en incidence normale en présence de champ magnétique à la surface critique ou d'une éventuelle ondulation de la densité locale [4]. Par ailleurs, compte tenu de la faible température des électrons chauds, nous verrons que les conclusions obtenues dépendent relativement peu du taux choisi.

Les conditions expérimentales étant fixées, le seul paramètre libre de la simulation reste le facteur de flux limite f . C'est en fonction de ce paramètre que l'on a reporté sur la figure V-11 (courbe a) l'épaisseur d_T correspondant aux conditions de l'impulsion (d) du tableau I.

Pour préciser l'effet des électrons suprathermiques, on a également réalisé les simulations lorsque les 20 % d'énergie atteignant la surface critique sont déposés dans la population thermique à la surface critique, au lieu de l'être dans la population suprathermique (courbe c, figure V-11).

L'écart entre ces deux courbes est très faible, sauf lorsque le facteur de flux limite f est inférieur à 0.02 . Dans cette limite, le transport d'énergie par les électrons rapides domine et l'épaisseur d_T est alors indépendante du facteur f .

L'accord avec les résultats expérimentaux est assuré par un facteur de flux limite f qui, compte tenu des incertitudes expérimentales, vérifie : $0.03 \leq f \leq 0.08$.

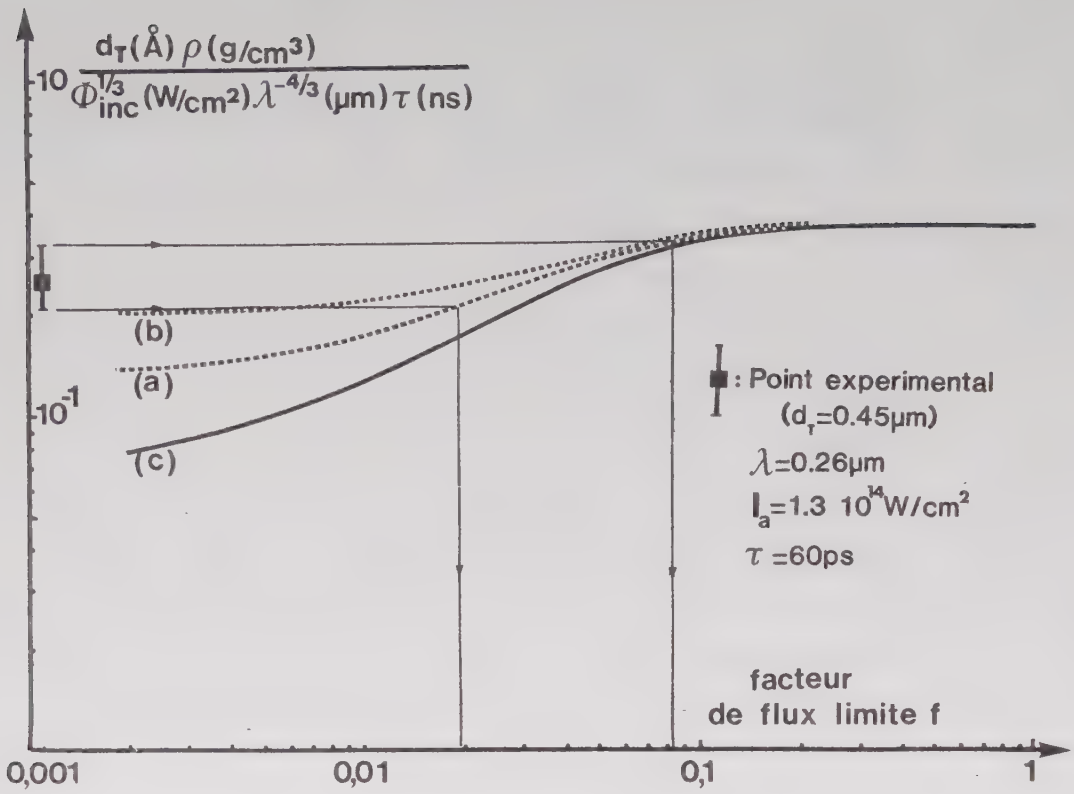


Figure V-11 : Variation de l'épaisseur d_T (normalisée en tenant compte de la relation V-4) en fonction du facteur de flux limite f pour λ = 0.26 µm ; $I_{inc.}$ = 1.5 10^{14} W/cm^2 ; τ = 60 ps.

a) Absorption collisionnelle + 20 % de dépôt dans les électrons suprathermiques à 1.5 KeV.

b) Idem que (a) mais 50 % de dépôt dans les électrons suprathermiques.

c) Absorption collisionnelle + 20 % de dépôt dans les électrons thermiques à la surface critique.

La courbe b de la figure V-11 représente le cas extrême où 50 % de l'énergie laser atteignant la surface critique sont déposés dans la population électronique suprathermique. Cette situation pourrait résulter de la présence dans le plasma de points chauds localisés qui proviendraient des processus de filamentation initialement générés à partir des fortes inhomogénéités spatiales observées dans le faisceau laser. Même dans cette situation peu probable, qui aboutirait à un taux de création de 50 % d'électrons rapides, on peut constater que l'accord avec les résultats expérimentaux implique un facteur de flux limite f inférieur à 0.08 .

Ces résultats montrent donc d'une part que le transport d'énergie assuré par les électrons suprathermiques est peu important aux courtes longueurs d'ondes pour ces conditions de flux. Ce point résulte principalement de la faible température chaude T_H de cette population et, par conséquent, de sa thermalisation très rapide au niveau de la surface critique (Cf. II-29). Ce point sera par ailleurs confirmé par l'observation d'une faible fraction d'énergie emportée par les ions rapides. D'autre part, un autre point essentiel réside dans la mise en évidence de la présence d'une limitation de la conductivité thermique électronique à cette longueur d'onde. L'interprétation et l'origine de cette inhibition seront discutées au § V-A-3.

b) Expériences à 1.06 µm

1- Comparaison avec les simulations numériques.

Aux intensités laser incidentes utilisées, il apparaît que le principal mécanisme d'absorption est l'absorption résonnante [2]; l'absorption collisionnelle étant négligeable. Cette absorption, qui est de l'ordre de 30 % a donc pour effet de générer une population d'électrons suprathermiques caractérisés par sa température T_H . Nous introduirons donc ces paramètres dans les simulations numériques. Rappelons par ailleurs que le seul paramètre initialement inconnu dans les simulations reste le facteur de flux limite f affectant la conductivité électronique "thermiqu et qu'il n'existe pas de paramètre analogue concernant le transport suprathermique.

Lorsque l'on dépose la majeure partie de l'énergie absorbée sous la forme d'électrons suprathermiques, il apparaît que l'épaisseur d_T résultante est pratiquement insensible au facteur f ; ce qui s'explique par le fait que le transport d'énergie est principalement assuré par les électrons suprathermiques. De plus, cette épaisseur d_T ainsi déterminée est trois fois plus importante que sa valeur expérimentale correspondante. (Voir figure V-12, courbe a). En effet, dans cette procédure, toute l'énergie absorbée apparaissant dans la population suprathermique est thermalisée dans la feuille. Or ces simulations monodimensionnelles ne tiennent pas compte des diverses possibilités de pertes énergétiques affectant cette population suprathermique : transfert d'énergie par accélération d'ions rapides ou par dépôt latéral, dont nous reparlerons par la suite.

En conséquence, nous avons recherché quelle fraction η de l'énergie totale absorbée qui serait déposée dans les électrons suprathermiques pouvait rendre compte des résultats expérimentaux. Par ailleurs, pour que la fraction totale absorbée soit identique, quelle que soit la valeur de η, nous déposons la fraction $1 - \eta$ dans la population thermique au voisinage de la densité critique. Ce dernier point très important sera discuté par la suite.

C'est ainsi que, sur la figure V-12, nous avons reporté l'épaisseur d_T (normalisée en fonction de la loi générale d'évolution avec le flux absorbé I_a et la longueur d'onde λ donnée par la relation V-4) en fonction du facteur de flux limite f pour différentes valeurs de η . Cette comparaison étant réalisée pour une impulsion laser absorbée de 10^{15} W/cm^2, à 1.06 µm (Impulsion (b) du tableau I). En fait, il apparaît que la condition $\eta < 20\text{-}25$ % doit être satisfaite si l'on veut retrouver les résultats expérimentaux dans cette description. De la même façon, une simulation des expériences réalisés à l'aide de l'impulsion (a) du tableau I ($I_a \simeq 10^{14}$ W/cm^2 , $\lambda = 1.06$ µm) aboutit à une condition semblable $\eta < 30\text{-}40$ % .

Examinons maintenant les conséquences de l'hypothèse du dépôt de la fraction d'énergie $1 - \eta$ dans la population thermique. Tout d'abord, on constate que, sous l'effet de ce dépôt et étant donné l'inhibition des

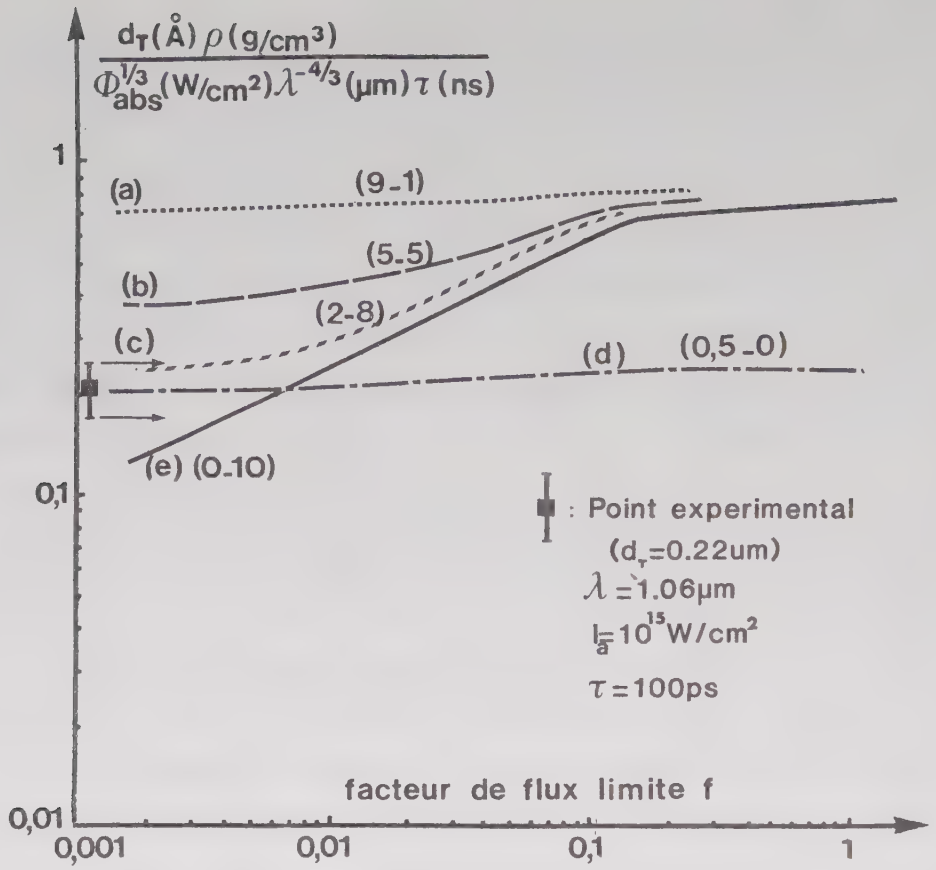


Figure V-12 : Variation de l'épaisseur d_T (normalisée) en fonction du facteur de flux limite f pour diverses conditions correspondant à un flux total absorbé de 10^{15} W/cm², τ = 100 ps , λ = 1.06 µm. Pour les courbes (a) à (e), les deux chiffres entre parenthèses correspondent (en unités de 10^{14} W/cm) respectivement au flux déposé dans la population suprathermique à 10 KeV et au flux déposé dans la population thermique à la surface critique.

■ *Point expérimental correspondant.*

électrons thermiques utilisée ($f \lesssim 0.01$ pour η = 20 % pour obtenir l'accord avec les expériences, cf. figure V-12), la température de la couronne est très élevée et atteint une valeur pratiquement semblable à celle de T_H utilisée pour les électrons suprathermiques. Ainsi donc, dans la description utilisée, on est en présence d'une population d'électrons rapides décrits par un traitement multigroupe et d'une population d'électrons thermiques à la même température, qui est décrite par un traitement fluide

flux-limité. Cette différence du traitement des processus de transport pour deux populations électroniques de même température n'est évidemment pas cohérente. Or nous avons vu qu'il n'existait pas dans notre code FILM d'inhibition du flux de chaleur associé aux électrons suprathermiques. On peut donc concevoir que cette procédure utilisée simule, d'une façon peu rigoureuse, une telle possibilité : on décrit en quelque sorte le confinement d'une partie des électrons suprathermiques dans la couronne sous-critique avec dans ce cas transfert de leur énergie en accélération d'ions rapides.

D'autre part, notre code monodimensionnel ne décrit pas une éventuelle perte d'énergie par dépôt latéral en dehors de la tache focale du fait de la présence d'électrons rapides peu collisionnels. Une solution extrême qui décrirait cet effet serait de ne pas tenir compte de la fraction $1 - \eta$ déposée dans la population thermique et de rechercher quelle fraction η' déposée uniquement dans la population suprathermique pourrait rendre compte de ces expériences : on constate alors que η' doit satisfaire : $\eta' \simeq 5$ % (courbe d). Cette condition est donc plus sévère que celle déterminée précédemment et indique de la même façon un faible couplage de cette population suprathermique à la cible dans la tache focale. En fait, ce résultat s'explique en analysant les simulations : la présence d'une couronne surchauffée, lors du dépôt de la fraction $1 - \eta$ dans la population thermique, ralentit la détente de la feuille en maintenant une pression élevée dans cette couronne. Par conséquent, en absence de ce dépôt, une fraction η' plus faible est suffisante pour obtenir une détente identique de la feuille.

Les deux courbes c et d de la figure V-12 représentent donc les deux cas extrêmes de l'utilisation qui peut être faite de la fraction d'énergie $1 - \eta$ qui ne semble pas nécessaire à l'explosion de la feuille : soit elle peut être intégralement déposée dans la population thermique sous-critique (courbe c), soit elle ne joue aucun rôle dans l'explosion de la feuille et participe uniquement à la génération d'ions rapides et au dépôt latéral d'énergie (courbe d). Il est certain que la réalité est intermédiaire ; on peut toutefois supposer qu'elle doit être plus proche de la seconde hypothèse. En effet, avec des températures chaudes T_H aussi

élevées, ces électrons chauds peuvent aisément quitter la zone sous-critique sans effectuer de collisions, et par conséquent sans perdre une fraction appréciable de leur énergie. Nous présenterons au § V-A-3 un modèle simple où l'on détermine les trajectoires électroniques résultantes et qui permettra de préciser l'importance des différents processus.

Finalement, il est également intéressant de simuler un dépôt total de l'énergie absorbée à la densité critique dans la population thermique et de rechercher la valeur du facteur de flux limite f assurant l'accord expérimental. La courbe e de la figure V-12 montre que l'on détermine ainsi une valeur très faible de f : $f \simeq 0.01$. Or, dans ces conditions, la température de la couronne résultante est très élevée, et est caractéristique de la température électronique chaude d'une population d'électrons suprathermiques pour laquelle un traitement fluide est inadapté. En fait, ce résultat semble indiquer qu'une meilleure description des expériences nécessiterait l'utilisation d'un code hydrodynamique présentant une inhibition du transport des électrons suprathermiques qui aurait pour effet de les maintenir dans la couronne.

Conclusions préliminaires des expériences feuilles minces à 1.06 µm :

Nous avons donc utilisé différents artifices pour simuler approximativement les divers effets qui ne peuvent pas être inclus dans notre code tels que l'inhibition des électrons rapides ou les effets bidimensionnels, et il apparaît dans les différents cas que la fraction d'énergie réellement thermalisée dans la feuille à l'intérieur de la tache focale est faible, au maximum de l'ordre de 20 à 30 %. Ces mécanismes susceptibles de produire de tels effets s'opposent donc à la pénétration des électrons rapides dans la matière et favorisent leur maintien dans la couronne. Nous allons montrer qu'un tel schéma est compatible avec d'autres observations expérimentales.

2- Etude de la symétrie de l'émission d'ions rapides.

L'observation d'ions rapides dans un signal de collecteur de charges est caractéristique de la présence d'une population d'électrons

suprathermiques. Il est par conséquent possible d'obtenir certaines informations concernant cette population (température T_H , fraction d'énergie initiale minimale) à partir de la fonction de distribution ionique résultant de la déconvolution d'un signal de collecteur (Voir § I-D-1 et § IV-B-2). De plus, l'utilisation de feuilles minces permet également d'étudier le transport de cette population. En effet, les ions rapides émis à l'arrière de la feuille sont accélérés par des électrons rapides ayant traversé celle-ci. Il est possible par exemple de déterminer l'épaisseur caractéristique de la feuille pour laquelle l'émission d'ions rapides à l'arrière disparaît [5, 7].

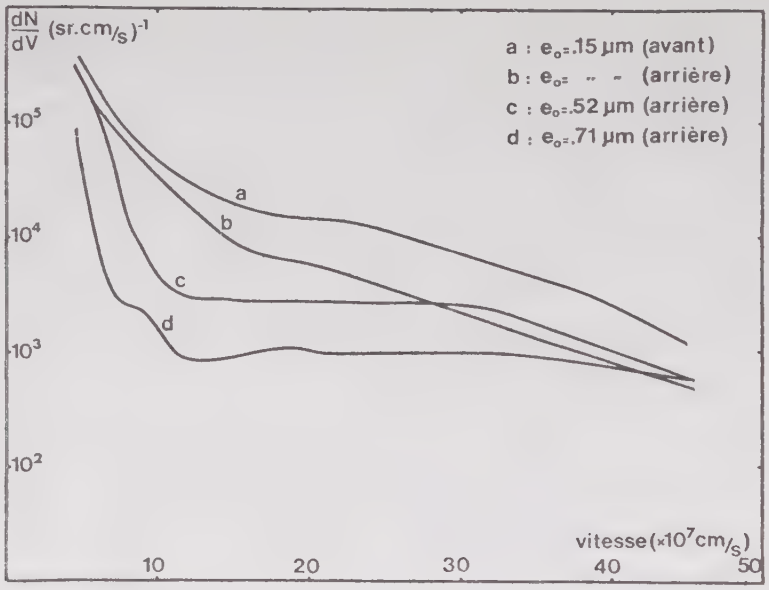


Figure V-13 : Fonction de distribution $\frac{dN}{dv}$ de l'émission ionique vers l'arrière pour différentes épaisseurs de feuilles. ($I_a = 10^{15}$ W/cm² ; $\lambda = 1.06$ m ; $\tau = 100$ ps). Les fonctions de distribution des ions émis vers l'avant pour les différentes épaisseurs sont pratiquement indépendantes de l'épaisseur et sont semblables à la courbe (a).

Un exemple d'évolution de la fonction de distribution ionique $\frac{dN}{dv}(v)$ des ions émis vers l'arrière pour des épaisseurs croissantes de feuilles est représenté sur la figure V-13. Lorsque l'épaisseur de la

feuille augmente, on observe une diminution du nombre d'ions rapides associée à une augmentation de la température T_H correspondante : cette évolution signifie simplement que les électrons rapides qui réussissent à traverser la feuille, sont les plus énergétiques de la fonction de distribution électronique.

A partir des fonctions de distributions ioniques des ions émis vers l'avant et vers l'arrière de la feuille, il est possible de déduire l'énergie contenue dans la population rapide. D'une façon générale, on observe que cette population rapide apparaît pour des vitesses ioniques supérieures à 10^8 cm/s. (Voir par exemple la figure V-13). L'énergie emportée par les ions rapides est alors simplement définie par :

$$E_i = \int_{10^8 cm/s}^{\infty} \frac{dN}{dv} \left(\frac{1}{2} m_i v^2\right) dv \qquad (V-5)$$

Pour ces expériences sur les feuilles de polystyrène, nous avons admis que les ions rapides étaient essentiellement constitués d'ions H^+ ; ceci a été démontré dans des expériences analogues à l'aide de spectrographes de masse [6,9,12].

Le rapport de l'énergie dans les ions rapides "arrière" à l'énergie des ions rapides "avant" est reporté sur la figure V-14 en fonction de l'épaisseur de la feuille pour les impulsions (a) et (c) du tableau I. (λ = 1.06 µm , $I_a = 10^{14} W/cm^2$, τ = 100 ps et λ = 0.53 µm , $I_a = 10^{15} W/cm^2$ τ = 80 ps).

Malgré la dispersion des résultats, on observe néanmoins pour ces deux expériences une similitude de la variation de ce rapport et en particulier il est possible de définir une épaisseur caractéristique de coupure de l'ordre de 1 µm , et qui est identique pour les deux impulsions. Ce point traduit la similitude de la température chaude T_H de la composante suprathermique pour ces deux expériences qui est de l'ordre de 5 - 6 KeV [5].

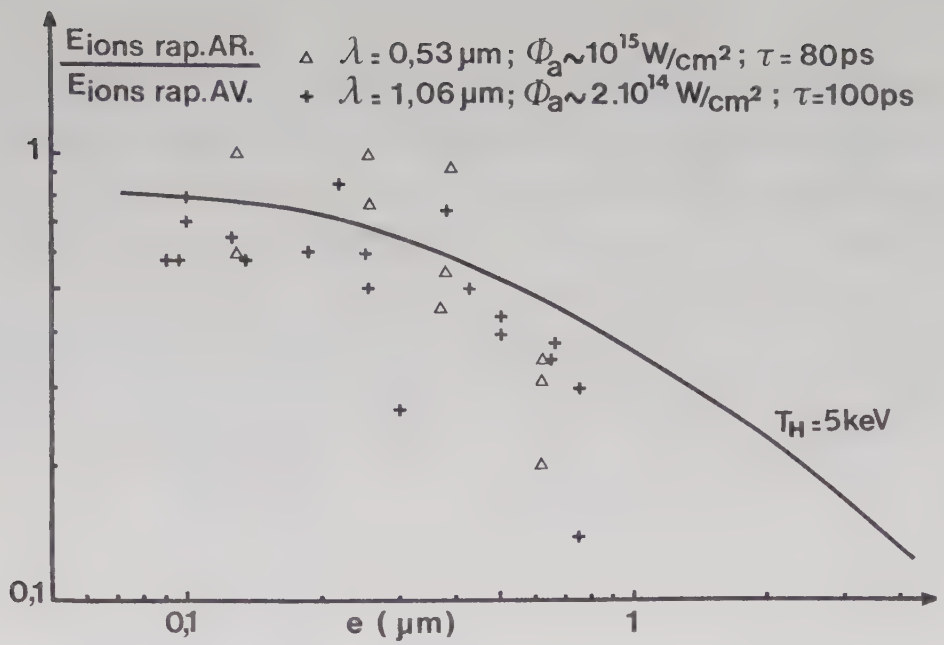


Figure V-14 : Rapport Arrière / Avant de l'énergie contenue dans les ions rapides en fonction de l'épaisseur initiale de la feuille. Calcul correspondant de ce rapport à l'aide du modèle analytique présenté à la figure V-15 (en trait continu).

Comparons tout d'abord cette épaisseur caractéristique de coupure (égale à 1 µm) avec l'épaisseur 1 effective de dépôt d'énergie d'une population d'électrons dont la température T_H = 6 KeV . En utilisant l'estimation faite au § I-D-2, on aboutit à $1 \simeq 10\ d_H = 10.0,9 = 9$ µm , ce qui est très supérieur à l'épaisseur de coupure déterminée expérimentalement. Ce résultat semble indiquer que toute l'énergie contenue dans les électrons rapides ne pénètre pas dans le solide.

Cette conclusion est confirmée par une estimation directe du rapport d'énergie Arrière/Avant à l'aide d'un modèle simple où l'on admet qu'un électron suprathermique effectue de multiples passages à travers la feuille. (Voir figure V-15). A chaque passage, son énergie diminue d'une part, en transférant une fraction r de son énergie dans l'accélération d'ions rapides dans les couronnes avant et arrière et d'autre part, à cause des collisions e - e dans les zones denses de la feuille (Voir § I-D-2) ; ces pertes par collisions e - e sont indépendantes de la

détente de la feuille, elles ne dépendent en effet que de sa masse surfacique $\int\rho(x)dx$, qui évidemment en géométrie plane reste constante au cours de la détente de la feuille.

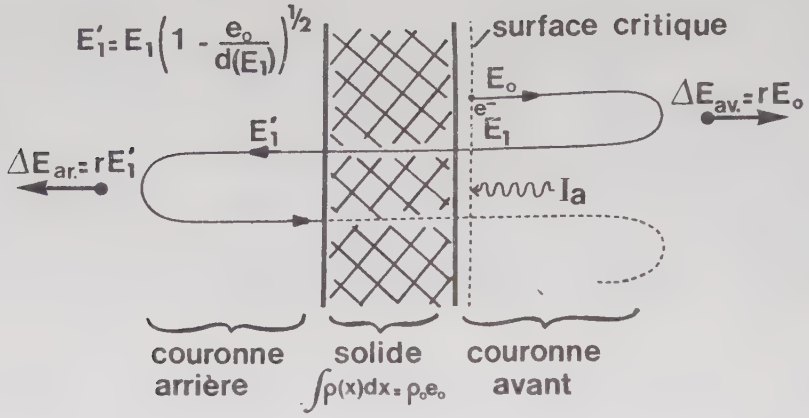


Figure V-15 : Principe du modèle utilisé pour calculer l'énergie transférée dans les ions rapides à l'avant et à l'arrière de la feuille. Les électrons sont initialement émis vers l'avant, sur la face avant de la cible, avec des vitesses réparties suivant une fonction maxwellienne monodimensionnelle. Ils perdent une fraction r de leur énergie par accélération d'ions rapides dans les couronnes et par thermalisation à l'intérieur de la cible (Cf. § I-D-2).

Il est ainsi possible de comptabiliser l'énergie totale que l'on retrouve dans les ions rapides à l'avant et à l'arrière de la feuille et d'en effectuer le rapport. Nous admettons par ailleurs que l'énergie est initialement distribuée dans une fonction de distribution électronique maxwellienne monodimensionnelle à la température T_H . Il apparaît que ce rapport est peu sensible à la fraction r lorsque celle-ci est petite et ne dépend que du processus de thermalisation dans les zones denses de la feuille.

Ce rapport, déterminé pour T_H = 5 KeV et $r = \left(\frac{Zm_e}{m_i}\right)^{1/2} \simeq 1.6\ \%$ est représenté sur la figure V-14 . Le désaccord important observé avec les résultats expérimentaux peut s'interpréter en considérant que

l'on sous-estime la fraction d'énergie des ions rapides émis vers l'avant. Cette sous-estimation peut provenir d'un éventuel confinement des électrons rapides dans la couronne avant ou d'une plus grande surface émissive de ce côté de la cible [7]. En fait, nous verrons que ces deux effets sont liés et nous montrerons au § V-A-3 que l'existence de champs magnétiques intenses dans la couronne peut expliquer ces différents résultats. Examinons tout d'abord les résultats d'autres expériences non-spécifiques qui seront également confirmés par l'interprétation présentée au § V-A-3.

3- Expériences sur cibles massives.

. Emission d'ions rapides

L'étude de l'émission ionique et plus particulièrement de l'émission d'ions rapides lors d'expériences réalisées sur des cibles massives fournit également des indications très précieuses pour l'étude du transport des électrons suprathermiques et de leur efficacité de couplage avec la cible.

L'émission d'ions rapides se caractérise tout d'abord par sa directivité. On constate que cette émission s'effectue principalement dans un cône centré suivant la normale à la cible avec un demi-angle de l'ordre de 15° ; alors que, pour les ions thermiques constituant l'essentiel du plasma, leur détente est beaucoup plus sphérique, le demi-angle au sommet du cône d'émission atteignant 40°. (Voir figure V-16-a).

Cette différence peut s'expliquer par le mode différent d'accélération des deux espèces ioniques : les ions rapides sont accélérés pendant l'impulsion laser dans un milieu peu collisionnel par un champ électrostatique pratiquement perpendiculaire à la cible, alors que les ions thermiques résultent plutôt d'une détente quasi-adiabatique d'un milieu initialement relativement dense situé près du solide.

Une autre caractéristique de ces ions rapides est leur faible importance relative ; compte tenu des incertitudes concernant leur état de charge, on estime qu'ils représentent environ 3 à 10 % de l'ensemble

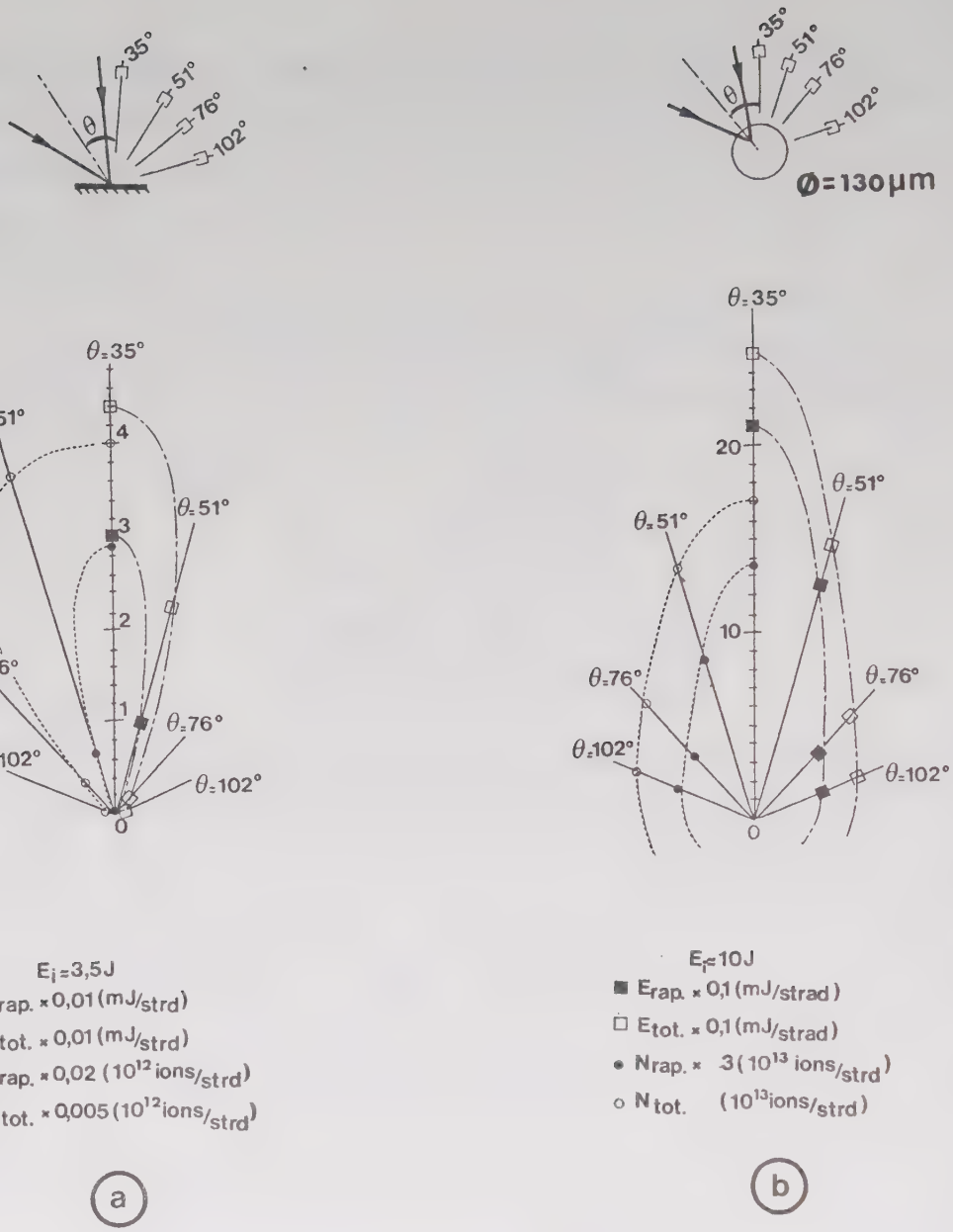


Figure V-16 : Diagramme d'émission angulaire du nombre et de l'énergie par unité d'angle solide des ions rapides et thermiques. (On suppose que $\overline{Z} = \overline{A} = 1$).

a) Cible plane inclinée de 35° par rapport à l'axe laser pour dégager la normale à la cible de la lentille de focalisation. Energie incidente $E_i = 3.5$ J , $\tau = 200$ ps , $\lambda = 1.06$ µm.

b) Cible sphérique de verre ($\Phi = 130$ µm). Energie incidente $E_i = 10$ J , $\tau = 200$ ps , $\lambda = 1.06$ µm.

Les collecteurs sont placés suivant les directions situées à 35° , 51° , 76° et 105° de l'axe laser.

des ions émis au cours d'une expérience. C'est justement cette incertitude sur leur état de charge et leur nature qui rend difficile dans nos expériences une détermination relativement précise de la fraction d'énergie contenue dans cette population et qui constitue leur caractéristique essentielle.

En effet, dans de nombreuses expériences réalisées en géométrie plane ou sphérique, l'utilisation d'un spectrographe de masse (parabole de Thomson, analyseur électrostatique) a permis de connaître la nature des ions constituant les ions rapides et par conséquent d'en mesurer leur énergie totale. [7 à 11]

Bien que les valeurs expérimentales concernant la fraction d'énergie emportée par les ions rapides aient beaucoup évolué dans ces diverses publications, d'une part à cause des différences dans les conditions expérimentales et d'autre part surtout à cause des incertitudes expérimentales importantes, on admet que cette fraction représente approximativement 20 à 50 % de l'énergie absorbée pour des expériences réalisées à des flux supérieurs à 10^{15} W/cm^2 à 1.06 µm avec des impulsions en régime picoseconde.

L'utilisation des collecteurs de charges dans le but d'estimer cette énergie est très simple mais affecte cette mesure d'une incertitude liée à la méconnaissance du rapport $\frac{A}{Z}$ des ions présents.

Par ailleurs, compte tenu de l'anisotropie de l'émission ionique, l'intégration spatiale représente également une source d'erreur importante (Cf. figure V-16-a).

Ainsi, pour des conditions expérimentales correspondant à des flux incidents de l'ordre de 10^{15} W/cm^2 à 1.06 µm en 100 ps , sur des cibles de polystyrène (CH), nous estimons que la fraction d'énergie emportée par les ions rapides est comprise entre 10 et 20 % en faisant l'hypothèse que ceux-ci sont principalement constitués d'ions H^+ . De même, leur nombre représente approximativement 10 % de la population totale ionique. Dans ces expériences, les ions rapides sont ceux dont la vitesse est supérieure à 10^8 cm/s.

Il est important de constater que, dans le cas de cibles d'extension limitée (telles que des cibles sphériques ou des mocrodisques) ces fractions son nettement augmentées. Ainsi la figure V-16-b représente le cas de l'irradiation d'une microbille de 130 µm de diamètre, irradiée par un faisceau laser à 1.06 µm , de 10^{15} W/cm^2 d'intensité avec une durée d'impulsion de 200 ps. Rappelons que la tache focale est caractérisée par son diamètre à demi-énergie qui est égal à 60 µm . Contrairement au cas d'une cible plane, on remarquera que l'émission des ions rapides ou des ions thermiques est relativement importante pour les angles d'observation élevés. De même, la fraction d'énergie emportée par les ions rapides est comprise entre 50 et 70 %. Ces observations s'expliquent par le comportement des électrons rapides qui peuvent facilement se découpler de la cible sphérique en restant dans la couronne et assurer ainsi un champ électrostatique ayant une symétrie pratiquement radiale. Nous reviendrons sur ces différences essentielles entre la géométrie plane et sphérique au § V-A-3-a.

Le point commun de ces différents résultats réside dans le fait que la fraction d'énergie emportée dans les ions rapides, pour les expériences réalisées à haut flux à 1.06 µm, est très supérieure à la valeur $\sim (\frac{Zm_e}{m_i})^{1/2} \simeq 1.6$ % que l'on attend dans une détente self-similaire isotherme (Cf. § I-D-1). Cela implique que ces électrons soient "maintenus" dans la couronne et donc isolés du solide. Ils pourront ainsi transférer une plus grande partie de leur énergie dans la détente ionique (Voir § V-A-3-a).

La fraction d'énergie emportée par les ions rapides étant directement reliée à l'énergie déposée dans les électrons suprathermiques, on peut s'attendre à une forte réduction de celle-ci lors de l'utilisation de laser à courtes longueurs d'onde. La figure V-17 illustre un exemple de fonctions de distributions ioniques obtenues pour des flux laser absorbés sensiblement égaux à 1.06 , 0.53 , et 0.26 µm . On y remarquera la diminution de la température chaude lorsque la longueur d'onde diminue [3] ainsi qu'une diminution très importante du nombre d'ions rapides. Cette diminution étant très marquée à 0.26 µm . Nous n'avons pas effectué

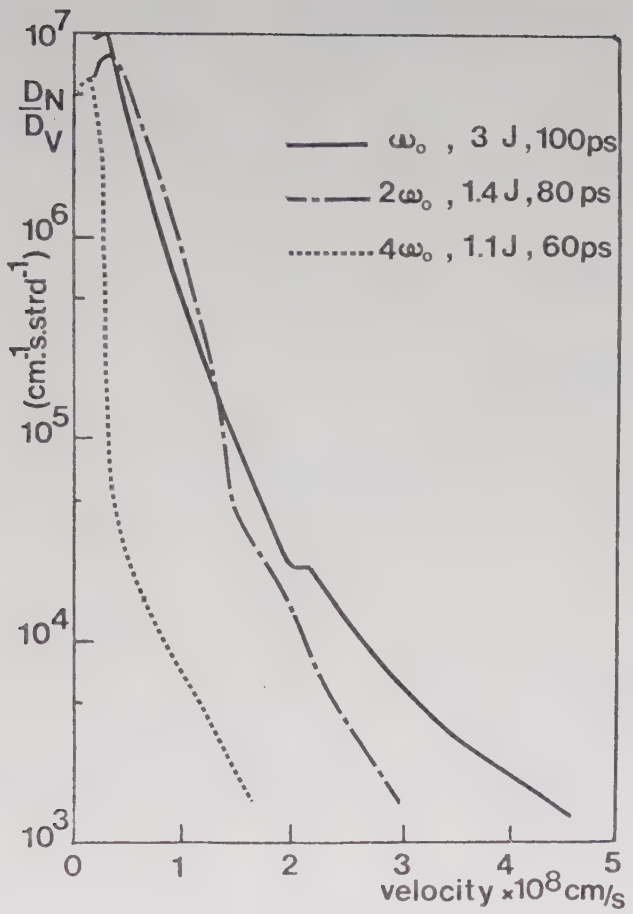


Figure V-17 :

Fonctions de distribution ionique à 1.06 µm , 0.53 µm , et 0.26 µm pour des flux sensiblement identiques. Mise en évidence de la diminution de la température chaude des électrons suprathermiques et du nombre d'ions rapides lorsque la longueur d'onde diminue.

d'étude détaillée de l'émission ionique dans le cas d'expériences à courte longueur d'onde ; il est par conséquent difficile d'apprécier l'importance de ce processus de perte d'énergie pour ces conditions. Néanmoins compte tenu de ces résultats préliminaires, nous estimons que, pour nos conditions expérimentales à 0.26 µm , la fraction d'énergie absorbée emportée par les ions rapides devient négligeable ; alors que, pour des expériences à 0.53 µm , elle représente approximativement 5 à 10 %.

. Etude de l'émission X

Il est également possible de caractériser le transport des électrons rapides en estimant la fraction d'énergie qui est déposée dans le solide. Ces techniques sont basées sur l'étude de l'émission des raies K_α des atomes du solide [13] , ou du spectre X continu pour les photons X d'énergie $h\nu \geq 5$ KeV [14, 15]. Sans entrer dans les détails expérimentaux de ces

diverses techniques, les fractions d'énergie déposées dans une cible massive sont relativement faibles, de l'ordre de 15-20 % de l'énergie absorbée [13, 14]. Ces valeurs sont donc tout à fait cohérentes avec celles que nous estimons nécessaires pour interpréter nos expériences sur feuilles minces.

c) Expériences à 0.53 µm

Pour interpréter ces expériences, nous avons suivi une démarche tout à fait analogue à celle utilisée pour les expériences à 1.06 µm. En ce qui concerne les processus d'absorption, il s'avère que l'absorption collisionnelle commence à jouer un rôle non négligeable, alors que l'absorption résonnante est toujours présente [2]. En conséquence, la fraction d'énergie déposée dans la population électronique suprathermique est moindre qu'à 1.06 µm, de même que sa température chaude T_H qui suit la loi approximative [3] suivante, I et λ étant l'intensité incidente et la longueur d'onde laser :

$$T_H(\text{KeV}) \simeq 4 \left(\frac{I\ (\text{W/cm}^2)}{10^{14}} \cdot \lambda^2\right)^{\sim 0.5} \qquad \text{(V-6)}$$

En fait, bien que ces électrons rapides soient moins nombreux et moins énergétiques, leur contribution au transport d'énergie reste cependant importante. La figure V-18 (courbe a) montre ce résultat. La valeur expérimentale de l'épaisseur d_T est obtenue pour les paramètres suivants : le rayonnement laser est d'abord absorbé par Bremsstrahlung Inverse et une fraction η' maximum égale à 20 % de l'énergie résiduelle atteignant la surface critique est dissipée dans une population d'électrons suprathermiques ayant 6 KeV de température. D'autre part, pour ces conditions, l'accord avec les résultats expérimentaux implique également une inhibition du flux de chaleur sur les électrons thermiques, qui, compte tenu des incertitudes expérimentales, est définie par la condition : $f \lesssim 0.03$.

Par ailleurs, nous avons vu sur la figure V-14 qu'il existe également à 0.53 µm une dissymétrie de l'émission d'ions rapides entre l'avant et

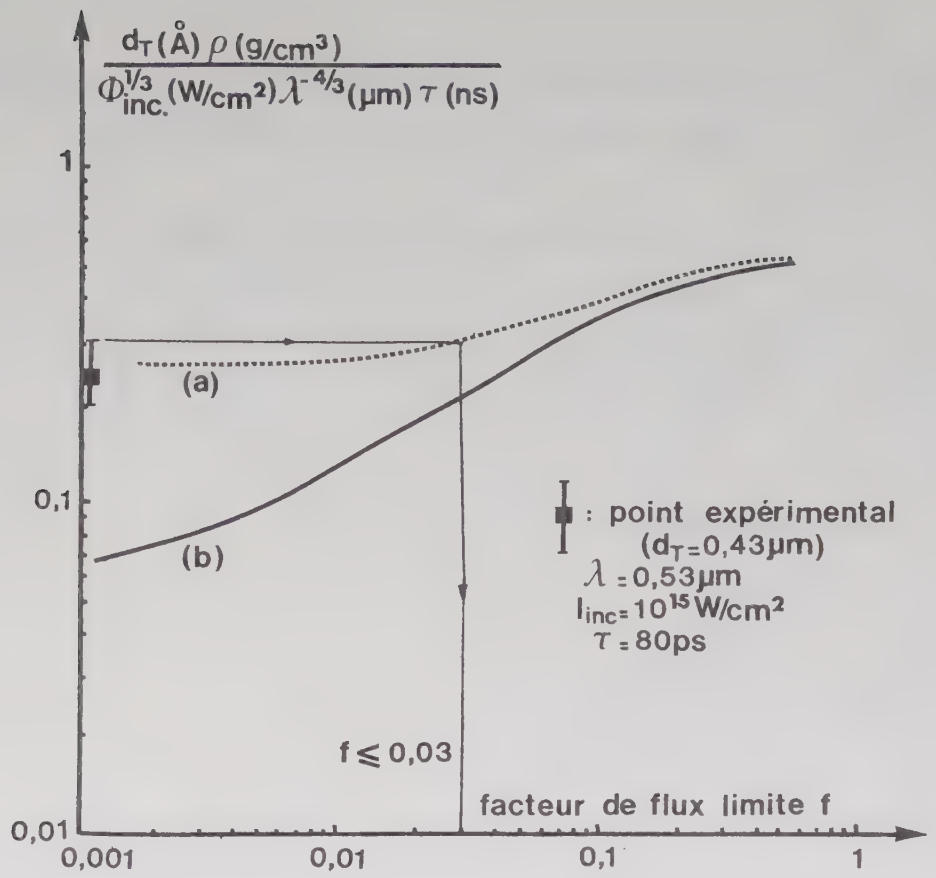


Figure V-18 : Variation de l'épaisseur d_T (normalisée en tenant compte de la relation V-4) en fonction du flux limite f pour λ = 0.53 µm , I_{inc} = 10^{15} W/cm² , τ = 80 ps.
a) Absorption collisionnelle + 20 % de dépôt dans les électrons suprathermiques avec T_H = 6 KeV .
b) Absorption collisionnelle + 20 % de dépôt dans les électrons thermiques à la surface critique.

l'arrière de la feuille qui est plus importante que ce qui est prévu par un modèle de transport classique des électrons rapides (Cf. courbe b, figure V-14). Donc, de la même façon qu'à 1.06 µm, il nous faut admettre une émission privilégiée d'ions rapides vers l'avant de la feuille et par conséquent les conclusions alors obtenues au § V-A-2b restent présentement valables : en plus de la fraction η' = 20 % précédemment utilisée et qui sert uniquement au transport longitudinal pour le chauffage de la feuille, nous devons donc admettre qu'il existe une fraction d'énergie supplémentaire déposée dans les électrons rapides et qui participe également à

la génération d'ions rapides. Cet effet n'excluant pas aussi la possibilité d'une perte d'énergie par un dépôt latéral.

Nous signalerons que la fraction $\eta' = 20$ %, qui rend compte du transport longitudinal de l'énergie dans la feuille, rend également compte de l'intensité du spectre continu de rayonnement X dur que l'on observe dans des expériences sur cible massive [14]. Donc, comme pour les expériences à 1.06 µm (Cf. § V-A-2b), il y a accord entre ces deux types d'expériences sur le degré de couplage des électrons rapides à la cible solide.

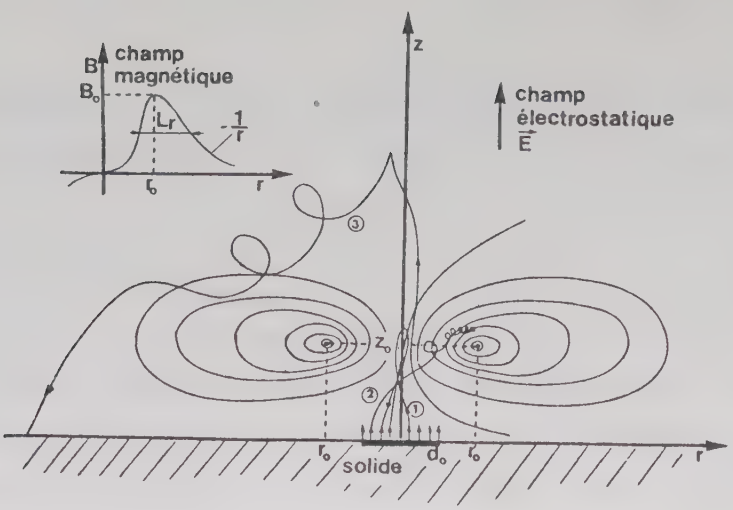
V - A-3. INTERPRETATION

a) Vérification du schéma proposé à l'aide d'un modèle simple.

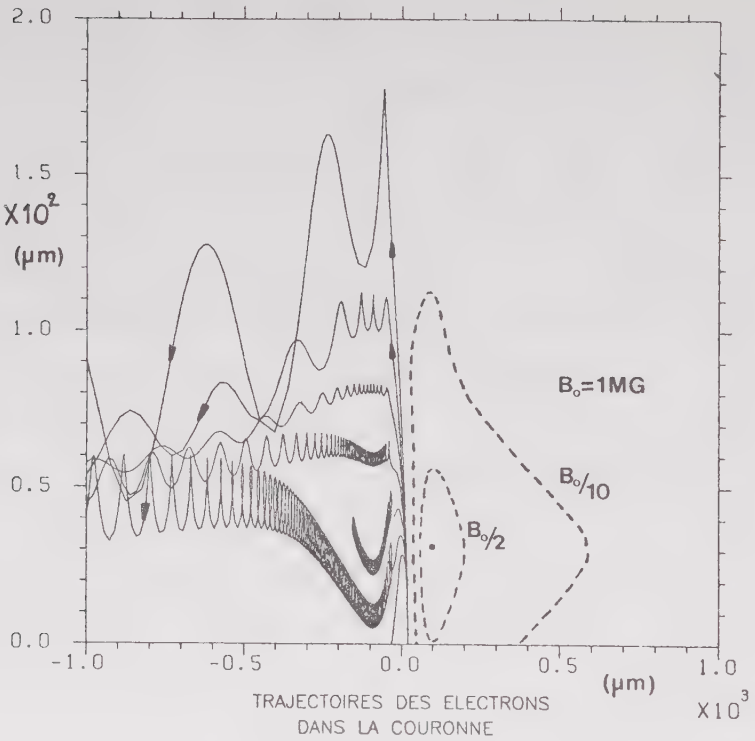
Pour ces expériences à des flux relativement élevés à 1.06 µm et 0.53 µm, nous sommes donc amenés à considérer que toute l'énergie absorbée n'est pas transportée longitudinalement vers l'intérieur de la cible et qu'une fraction non négligeable de cette énergie est transférée dans les ions rapides ou est dissipée latéralement en dehors de la tache focale. En fait, on peut aisément concevoir un dépôt latéral en dehors de la tache focale pour ces électrons rapides peu collisionnels : en effet,ceux-ci étan créés par absorption résonnante, ils sont émis vers le vide suivant une direction proche de la normale ; il suffit alors d'une légère courbure de la surface critique pour introduire une dispersion importante de l'angle d'émission par rapport à la cible et obtenir ainsi lors du retour vers la cible de ces électrons rapides une zone d'impact plus étendue que la zone émissive. Mais si ce processus intervient seul, il n'explique pas la génération d'ions rapides ; en effet, dans ce cas, l'électron rapide perd très peu de son énergie (environ 2 % pour un aller-retour dans la couronne, voir § I-D-1). Pour expliquer cette génération d'ions rapides, il faut admettre que ces électrons rapides ne puissent pas revenir rapidement dans le solide où ils se thermalisent immédiatement. Il faut donc qu'ils soient "confinés" dans la couronne pour pouvoir effectuer de multiples aller-retou à l'intérieur de celle-ci.

Nous pensons qu'en géométrie plane, des champs magnétiques présents dans la couronne peuvent jouer ce rôle. Ces électrons seraient alors confinés d'une part grâce au champ électrostatique existant à l'interface vide-plasma et d'autre part isolés du solide, par l'intermédiaire de ce champ magnétique à l'interface plasma-solide. De nombreuses expériences [15, 16] ont en effet mis en évidence l'existence de champs magnétiques intenses en géométrie plane de l'ordre de quelques Mégagauss. Ces champs ont une forme toroïdale centrée sur l'axe laser et sont probablement créés par le terme classique de création $\vec{\nabla}n \wedge \vec{\nabla}T_e$ [17] ou par le courant associé à cette émission d'électrons rapides [18]. Dans cette configuration, le champ B étant très faible sur l'axe, cela autorise le passage des électrons rapides initialement créés au niveau de la surface critique avec une vitesse dirigée vers le vide. On peut ainsi "alimenter" la couronne en électrons rapides. Par la suite, ils reviendront se thermaliser dans le solide, mais en présence de ce champ magnétique et électrique, ils suivront une trajectoire très complexe, qui leur permettra entre temps de perdre de l'énergie dans l'accélération d'ions rapides et de s'étaler latéralement le long de la cible. L'axe laser présentant un minimum de champ magnétique, on peut s'attendre à un retour privilégié à cet endroit et par conséquent un dépôt maximum d'énergie dans la tache focale.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons étudié la trajectoire d'électrons rapides dans une configuration de champ magnétique "réaliste" qui a été déterminée expérimentalement [16]. Une section de ce champ de forme toroïdale par un plan (r, z) passant par l'axe de symétrie du champ est représenté sur la figure V-19a. Le maximum B_o du champ magnétique est situé au bord de la tache focale dans la zone sous-critique et a pour coordonnées r_o , z_o . De plus, ce champ est caractérisé par ses largeurs à mi-hauteur radiales L_r et axiales L_z qui sont respectivement typiquement de l'ordre de $\sim$ 120 µm et 30 µm [19]. L'expression analytique du champ magnétique utilisée pour la résolution numérique de l'équation du mouvement V-8, en fonction des coordonnées d'espace r et z , suit approximativement une loi lorentzienne au voisinage du maximum du champ. Dans la direction radiale pour $r >> r_o$, nous avons également admis une décroissance en $\frac{1}{r}$ de ce champ (Voir figure V-19a).



a



b

Figure V-19 : a) Principe du modèle calculant la trajectoire des électrons supra-thermiques dans un champ magnétique et électrostatique. Le champ magnétique est de forme toroïdale ; son maximum est centré sur les coordonnées (r_o , Z_o). Les électrons sont émis perpendiculairement au solide à l'intérieur de la tache focale de rayon d_o . On a représenté trois trajectoires typiques : un électron revenant dans la tache focale (1) ; un électron se piégeant dans les zones de champ fort (2) ; un électron contournant le champ magnétique et revenant à grande distance de la tache focale.

b) Exemple de trajectoires calculées par une simulation.(d_o = 40 µm, T_H = 10 KeV).

En ce qui concerne le champ électrostatique présent dans le plasma, nous admettons qu'il correspond à celui existant dans une détente self-similaire isotherme caractérisée par une température d'électrons chauds T_H . Ce champ a pour expression [20] :

$$E = \frac{kT_H}{e} \cdot \frac{1}{c_s t} \qquad (V-7)$$

c_s étant la vitesse du son correspondant à la température T_H . C'est l'expression particulière de la dépendance temporelle du champ E avec le temps t dans V-7 qui explique la perte d'énergie de cet électron dans la couronne : pendant son aller-retour, du fait de cette dépendance temporelle, l'énergie potentielle de l'électron dans le champ électrostatique va diminuer, et ceci d'autant plus qu'il restera plus longtemps dans la couronne. Cette perte d'énergie des électrons est bien sûr transférée aux ions pour leur accélération. Un électron peut ainsi perdre la majeure partie de son énergie s'il est "maintenu" dans la couronne grâce en particulier à un confinement magnétique.

La tache focale a pour ordonnée $y = 0$ et a un rayon d_o typique de 40 µm (Cf. figure V-19). Les électrons sont émis uniformément de cette tache focale avec une vitesse initiale dirigée perpendiculairement au solide et dont le module est réparti suivant une distribution maxwellienne monodimensionnelle à la température T_H . Connaissant la position et la vitesse initiale de chaque groupe d'électrons "test" de cette maxwellienne, il est alors possible de suivre la trajectoire de chaque groupe en résolvant numériquement l'équation du mouvement très simple :

$$m_e \frac{\vec{dv}(r,z)}{dt} = - e \left(\vec{E} + \vec{v}(r,z) \wedge \vec{B}(r,z) \right) \qquad (V-8)$$

L'intégration se termine lorsque la trajectoire revient à nouveau à l'ordonnée $y = 0$; on admet alors qu'il y a thermalisation totale de l'électron dans le solide situé en $y \leqslant 0$. On connaît alors la position et la vitesse finale de chaque particule test et par conséquent on peut déterminer sa fraction d'énergie perdue dans la couronne et la distribution latérale du dépôt d'énergie.

Résultats :

Ce modèle très simple permet d'étudier facilement l'effet des principaux paramètres tels que :

- le champ magnétique maximum B_o
- les largeurs à mi-hauteur du champ magnétique L_r , L_z
- la température T_H
- la durée d'impulsion laser τ

sur différents phénomènes accessibles à l'expérience :

- la fraction d'énergie perdue dans les ions rapides.
- la fraction d'énergie revenant dans la tache focale.
- la distribution latérale du dépôt d'énergie.

Nous allons voir qu'il est ainsi possible d'expliquer certains résultats expérimentaux en utilisant des configurations de champ magnétique compatibles avec celles déterminées expérimentalement.

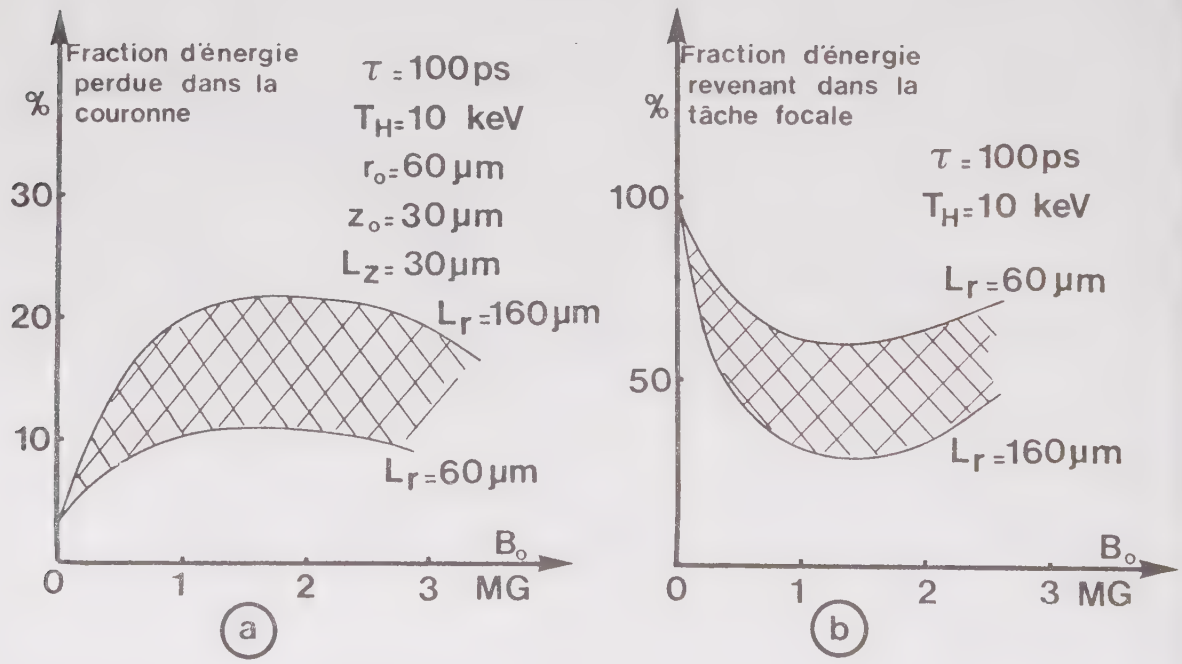


Figure V-20 : En fonction du maximum du champ magnétique B_o et pour différentes valeurs de sa largeur à mi-hauteur L_r , la figure (a) représente la fraction d'énergie perdue dans la couronne sous forme d'ions rapides ; la figure (b) représente la fraction d'énergie qui est déposée à l'intérieur de la tache focale.

La figure V-20 (a) représente la fraction d'énergie perdue dans la couronne, que l'on retrouve donc dans l'accélération d'ions rapides, en fonction du maximum du champ magnétique B_o pour différentes valeurs de la largeur à mi-hauteur L_r . On constate qu'il existe un champ magnétique optimum de l'ordre de 1 à 2 MG pour lequel la perte d'énergie est maximale et dont la valeur varie de 10 à 20 % pour une largeur à mi-hauteur L_r variant de 60 à 160 µm. Lorsque le champ magnétique devient très inférieur à cette valeur optimale de 1 à 2 MG , son action devient négligeable et la perte d'énergie tend vers la valeur limite de 3 % qu'il est possible de déterminer analytiquement. En revanche, lorsqu'il devient très supérieur à cette valeur optimale, son action est telle qu'il empêche les électrons de pénétrer dans la couronne. Ceux-ci sont rapidement défléchis vers le solide, la fraction d'énergie perdue dans la couronne devient alors nulle. La fraction d'énergie perdue dans la couronne augmente évidemment lorsque la largeur à mi-hauteur L_r augmente : les électrons qui reviennent vers le solide doivent alors contourner le champ magnétique qui s'étend sur une plus grande surface et passent ainsi plus de temps dans la couronne. On constate également que sur l'ensemble des électrons émis, une fraction non négligeable de ceux-ci ($\lesssim$ 10 %) reste véritablement piégée dans une zone qui se situe près du maximum du champ magnétique (Voir par exemple figure V-19b)

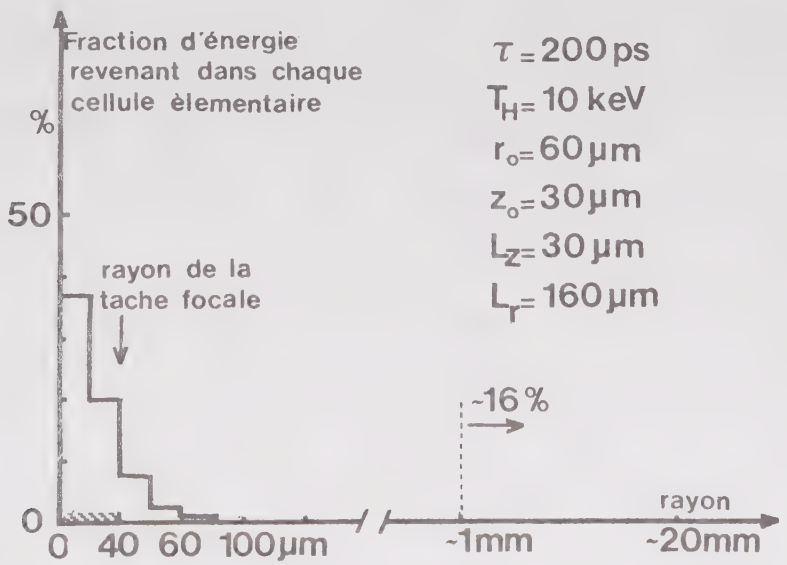


Figure V-21 : Exemple de distribution de la fraction d'énergie déposée dans chaque cellule élémentaire en fonction de la position radiale des cellules. La tache focale a un rayon de 40 µm. On observe qu'environ 16 % de l'énergie sont déposés sur un anneau de rayon supérieur à $\sim$ 1 mm.

La figure V-20 (b) représente la fraction d'énergie qui revient dans la tache focale initiale (de diamètre 80 µm). Le complément à l'unité de la somme de cette fraction et de l'énergie dans les ions rapides représente par conséquent ce qui est perdu en dépôt latéral. Pour des paramètres identiques à ceux de la figure V-20 (a) , une fraction comprise entre 30 et 60 % revient donc dans la tache focale pour un champ magnétique de l'ordre de 1 à 2 MG. Cela représente donc une perte d'énergie non négligeable. Ainsi, si on admet qu'environ 15 % sont perdus dans la couronne et que ∿ 45 % reviennent dans la tache focale, on constate qu'environ 40 % sont dissipés latéralement. Un exemple caractéristique d'une distribution radiale d'énergie est représenté sur la figure V-21. On remarquera que l'énergie est déposée dans deux zones distinctes : une zone centrale de diamètre légèrement supérieur à la tache focale et une zone en forme de couronne de dimension moyenne supérieure à l'extension du champ magnétique. Il apparaît une zone intermédiaire entre ces deux zones où aucun dépôt d'énergie n'est possible : cette zone est située exactement sous le champ magnétique intense, elle est donc "protégée" contre le retour des électrons rapides. L'existence de ces trois zones caractéristiques a été également mis en évidence expérimentalement. [15, 21, 22]

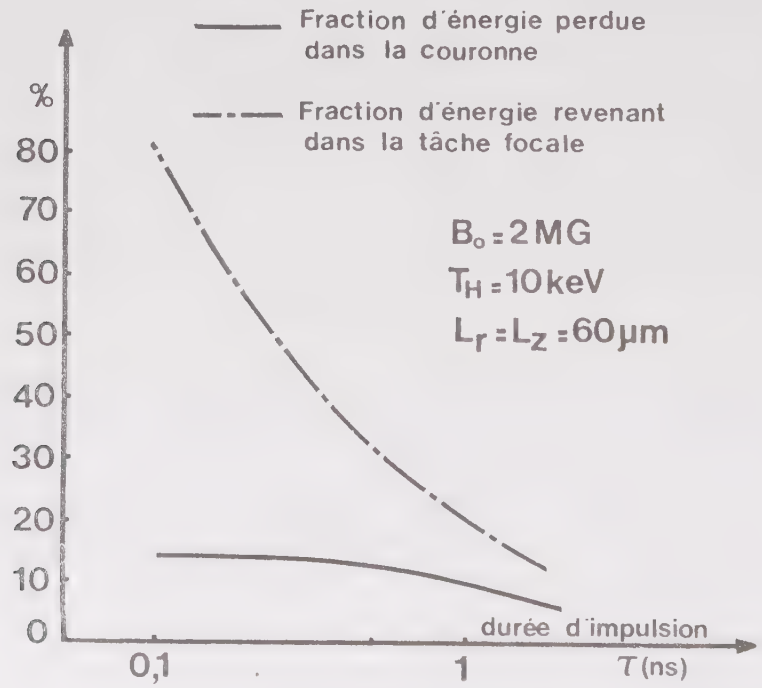


Figure V-22 : Evolution en fonction de la durée d'impulsion τ de la fraction d'énergie perdue dans la couronne et de la fraction d'énergie déposée à l'intérieur de la tache focale.

Ce modèle rend compte également de l'évolution observée expérimentalement [13] de la fraction d'énergie qui est couplée à la cible à l'intérieur de la tache focale en fonction de la durée de l'impulsion laser. Cette évolution s'explique par la dépendance temporelle du champ électrostatique E (Cf. équ. V-7) : en effet, lorsque la durée d'impulsion s'allonge, le champ électrostatique moyen décroît ; la trajectoire des électrons dans la couronne devient alors de plus en plus grande comparée au diamètre de la tache focale ou à l'extension du champ magnétique dont l'évolution temporelle est ici négligée. Par conséquent, la probabilité d'un retour de l'électron dans la tache focale diminue. Pour des raisons identiques, le nombre d'électrons piégés est moins important, ce qui se traduit par une réduction de la fraction d'énergie emportée par les ions rapides. La figure V-22 illustre l'évolution de ces deux paramètres en fonction de la durée d'impulsion. Il est intéressant de remarquer qu'en géométrie plane, ce modèle prédit une diminution de la fraction d'énergie emportée par les ions rapides lorsque la durée d'impulsion augmente ; ce point mériterait d'être examiné expérimentalement plus précisément. Rappelons d'autre part qu'on observe une évolution opposée dans le cas d'expériences sur cibles sphériques : en effet, l'analyse théorique [44], confirmée par certaines données expérimentales [11], explique dans ce cas l'effet de l'allongement de la durée d'impulsion : l'augmentation résultante des dimensions de la couronne a pour conséquence de réduire la probabilité de thermalisation des électrons rapides dans la cible solide. La fraction d'énergie emportée par les ions rapides augmente donc dans ce cas.

En conclusion, à l'aide d'un modèle extrêmement simple, nous avons donc vérifié la validité des principales hypothèses que nous avions invoquées pour expliquer nos résultats expérimentaux. Nous avons vu qu'une distribution "réaliste" de champs magnétiques de forme toroïdale de l'ordre du mégagauss pouvait parfaitement expliquer la génération d'ions rapides emportant environ 20 % de l'énergie absorbée, de même qu'une perte d'énergie par transport latéral très importante. Ces valeurs ainsi obtenues semblent néanmoins légèrement inférieures aux valeurs expérimentales correspondantes. Il serait cependant possible de déterminer, avec ces hypothèses, les paramètres qui assureraient un meilleur accord ; mais, étant donné la simplicité du modèle utilisé, il faut envisager au préalable certaines modifications

plus réalistes pour lesquelles il n'existe pas ou peu de résultats expérimentaux, telles que, par exemple, une éventuelle évolution spatiale et temporelle du champ magnétique ou encore l'utilisation d'un champ électrostatique non uniforme. Il est par conséquent évident que la détermination plus précise de ces différents processus impliquerait l'utilisation de codes particulaires à deux dimensions très complexes, comme cela a été récemment réalisé [23] où par exemple le champ magnétique local est déterminé d'une façon self-consistante par les courants réels circulant dans le plasma.

b) Conclusion partielle concernant les expériences en régime picoseconde

Ces expériences utilisant la technique des feuilles minces ont donc permis tout d'abord de déterminer une loi d'évolution du flux de masse ablatée $\overset{\circ}{m}$ en fonction des principaux paramètres qui sont l'intensité laser absorbée I_a et la longueur d'onde laser λ . L'ensemble de nos résultats expérimentaux peut se résumer par une formule très simple :

$$\overset{\circ}{m}\ (kg/s/cm^2) \simeq 110 \left(\frac{I_a(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{1/3} \cdot \lambda_{(\mu m)}^{-4/3}$$

En fait, la relative simplicité de cette formule masque néanmoins des phénomènes très différents selon les conditions expérimentales et dont l'importance respective ne peut être précisée qu'avec l'aide de simulations numériques.

C'est ainsi qu'à la longueur d'onde $\lambda = 0.26\ \mu m$, pour nos conditions de flux, il apparaît que le transport d'énergie par les électrons rapides est négligeable du fait de la faible température de cette population. D'autre part, pour ce qui concerne le transport d'énergie par la population électronique thermique, *nous avons mis en évidence une inhibition du flux de chaleur* qui, dans notre description, est caractérisée par un facteur de flux limite f tel que : $0.03 \lesssim f \lesssim 0.08$.

Ce résultat était en désaccord avec certaines prévisions théoriques effectuées par C. MAX et al [24] qui estimaient qu'aux courtes longueurs d'onde, le plasma sur-critique étant très collisionnel, les éventuelles instabilités capables de réduire ou de limiter le flux de chaleur (Cf. § I-C) devaient rapidement s'amortir ; par conséquent, on devait observer un flux de chaleur classique donné par la théorie de SPITZER-HARM. Ce n'est que récemment qu'il a été proposé une nouvelle formulation de la conductivité thermique par BELL et al [25] et une extension de la théorie de SPITZER-HARM effectuée par SHVARTS et al [26] où il apparaît que la conductivité classique est fortement surestimée dans ces conditions de gradients importants de température. En fait, bien que le flux de chaleur exact ne puisse pas se formuler par une équation du type flux-limité (Cf. I-10), il apparaît néanmoins que sa nouvelle valeur est compatible avec celle que l'on obtient à l'aide d'une formulation flux-limitée où l'on utiliserait un facteur de flux limite $f \lesssim 0.1$ [26]. (Voir la discussion détaillée au § I-A-3).

Nos résultats expérimentaux montrent donc un accord très satisfaisant avec cette théorie. On peut remarquer que le facteur de flux limite déterminé expérimentalement est malgré tout légèrement inférieur à ces stimulations théoriques. Examinons diverses possibilités qui pourraient expliquer ces différences : pour les raisons précédemment invoquées, il est peu probable que des phénomènes de turbulence générés par des instabilités puissent intervenir. De même, dans ces conditions, l'effet d'un champ magnétique est très réduit (Cf. I-15). Par ailleurs, il est difficile d'estimer l'importance des différents processus qui seraient susceptibles de diminuer le flux d'énergie réellement transporté vers l'intérieur du solide, comme c'est le cas pour les expériences à 1.06 µm ; on est toutefois certain que la fraction d'énergie emportée par les ions rapides est relativement négligeable. Par contre, on ne peut pas exclure totalement l'éventualité d'un élargissement de la tache focale résultant de la détente latérale naturelle du plasma, l'expansion n'étant pas rigoureusement monodimensionnelle, même pour ces impulsions en régime picoseconde. Cela peut alors être suffisant pour réaliser une intensité laser effective plus faible. Etant donné les diagnostics utilisés, ces différents effets sont difficiles à évaluer avec précision, et se traduisent, en définitive,

par une augmentation des barres d'erreur expérimentales. Signalons cependant que les expériences récentes de transport réalisées à 0.35 µm [27] ont également mis en évidence une inhibition du flux de chaleur caractérisée par un facteur de flux limite f tel que $0.05 \lesssim f \lesssim 0.07$, ce qui est donc semblable à nos résultats expérimentaux.

En ce qui concerne les expériences à 1.06 µm, et dans une moindre mesure à 0.53 µm, il s'avère que *le transport d'énergie par les électrons rapides est dominant* , l'énergie laser absorbée étant principalement transférée dans cette population pour les intensités laser utilisées à 1.06 µm. Mais nous avons vu qu'une faible fraction de cette énergie absorbée sous cette forme (inférieure à environ 20-30 % à 1.06 µm) était réellement utilisée dans un *transport d'énergie longitudinal* pour le chauffage de la feuille *à l'intérieur de la tache focale*. L'examen des différentes hypothèses extrêmes a permis de préciser le rôle de l'énergie résiduelle qui n'a pas participé à ce processus de transport longitudinal : nous avons tout d'abord montré que, si cette énergie se redistribue dans la population électronique thermique au niveau de la densité critique, ce qui semble peu probable, il est alors indispensable de limiter le flux de chaleur associé avec un facteur de flux-limite inférieur à 0.03 ; les points essentiels de la discussion de l'origine d'une telle limitation de flux qui ont été discutés précédemment sont alors également applicables.

Nous avons également examiné l'hypothèse plus réaliste qui tient compte du fait que ces électrons rapides sont peu collissionnels ; ils peuvent par conséquent quitter aisément la zone d'interaction sans déposer localement leur énergie et donc sans participer au transport longitudinal à l'intérieur de la tache focale. Cette hypothèse étant renforcée par la mise en évidence expérimentale *d'un dépôt latéral* d'énergie à des distances importantes du centre de la tache focale et par l'observation d'une fraction non négligeable de l'énergie laser absorbée dans *une population d'ions rapides*. En étudiant la *trajectoire de ces électrons rapides dans une configuration de champs magnétiques* compatibles avec celles déterminées expérimentalement, nous avons alors montré que l'on pouvait rendre compte, qualitativement et quantitativement, de ces observations expérimentales principales :

- Faible dépôt d'énergie dans la tache focale.
- Fraction d'énergie non négligeable dans les ions rapides.
- Dépôt latéral d'énergie.

Le champ magnétique dans la couronne joue donc un rôle primordial dans l'interprétation de ces expériences en géométrie plane.Il agit bien sûr essentiellement sur les électrons suprathermiques dans la couronne sous-critique (Voir § I-D-3). Par contre, son action sur le transport thermique dans les zones de densité sur-critique doit être réduite, car sa valeur y est faible comparée à celle dans la couronne [19].

Nous voyons donc l'évolution très nette du mode de transport de l'énergie lorsqu'on utilise un laser dont la longueur d'onde est de plus en plus courte : à 1.06 µm (et a fortiori à 10.6 µm), le transport s'effectue essentiellement par une population d'électrons peu nombreux mais énergétiques ; alors qu'à 0.26 µm, pour nos conditions expérimentales, c'est l'ensemble de la population électronique "thermique" qui participe principalement au transport d'énergie. Il est donc évident que la conception des cibles pour les expériences d'implosion doit tenir compte de ces différentes données. Mais l'avantage des lasers à courte longueur d'onde ne se limite pas uniquement au fait que, pour un même flux incident, l'absorption est meilleure et le taux de production ainsi que la température des électrons rapides sont moindres. L'analyse de l'écoulement hydrodynamique produit par laser nous a montré au chapitre II que *la pression d'ablation* et *le rendement hydrodynamique* sont également améliorés par l'emploi de courtes longueurs d'onde. C'est cette étude expérimentale que nous abordons maintenant.

V-B - ÉTUDE DE LA PRESSION D'ABLATION - CONSÉQUENCES SUR L'ACCÉLÉRATIO DE CIBLES MINCES ET GÉNÉRATION D'ONDES DE CHOC DANS LES SOLIDES

V - B-1. DETERMINATION INDIRECTE DE LA PRESSION D'ABLATION

Les expériences précédemment décrites ont permis la détermination du flux de masse ablatée $\mathring{m}$. Moyennant une hypothèse supplémentaire, il est également possible d'estimer la pression d'ablation générée au cours de ces expériences. En effet, d'après le modèle hydrodynamique étudié au chapitre II, on peut calculer la pression d'ablation P_a à partir des données de notre expérience : le flux de masse $\mathring{m}$ et l'intensité laser absorbée I_a . On obtient alors (Cf. équ. II-56 et 57) :

$$P_a = (I_a \cdot \mathring{m})^{1/2} \qquad (V-9)$$

Bien que les conclusions du paragraphe précédent aient montré que le flux ayant réellement servi à l'ablation est en fait inférieur à I_a , nous admettrons néanmoins que c'est la totalité du flux absorbé qui intervient dans V-9. Par cette procédure nous surestimons donc la pression d'ablation, ce qui sera vérifié par la suite.

A l'aide de la valeur expérimentale de $\mathring{m}$ donnée par V-4, on obtient d'après V-9 :

$$P_a(\text{Mbar}) \simeq 10 \left(\frac{I_a(\text{W/cm}^2)}{10^{14}}\right)^{2/3} \lambda_{\mu m}^{-2/3} \qquad (V-10)$$

On notera la similitude de cette loi avec les résultats du modèle analytique ; ceci résulte évidemment de la loi d'échelle obtenue expérimentalement pour $\mathring{m}$ et de la formule V-9 utilisée pour la pression d'ablation P_a .

Enfin, il faut souligner l'intérêt des lasers à courte longueur d'onde qui est révélé par ce résultat. On constate en effet que, pour un même flux absorbé, les pressions d'ablation générées sont plus importantes

aux courtes longueurs d'onde. Il est ainsi possible d'atteindre plus facilement les pressions indispensables aux expériences d'implosion ; de plus, celles-ci sont réalisées dans de meilleures conditions de préchauffage.

Remarque :

Il serait possible d'obtenir une détermination de la pression d'ablation uniquement à partir de données expérimentales. En effet, celle-ci est également déterminée par :

$$P_a = \mathring{m}\,\overline{V} \qquad (V\text{-}11)$$

$\overline{V}$ représente la vitesse asymptotique de la matière ablatée qui est mesurée à l'aide de collecteurs de charges et qui correspond à la vitesse du pic de ce signal de collecteur. En fait, il s'avère que cette vitesse ainsi mesurée n'est pas caractéristique de ce processus. Des expériences récentes [28, 29] ont montré qu'elle était largement sous-estimée dans les expériences réalisées avec des taches focales de faible diamètre. En effet, il apparaît que la couronne sous-critique s'étale et se refroidit par conduction thermique latérale : la vitesse moyenne de détente résultant de la conversion de l'énergie thermique initiale dans cette couronne en énergie cinétique dirigée dans l'expansion adiabatique ultérieure est alors très faible, car c'est une vitesse moyennée sur un nombre d'ions bien plus important que les ions ayant été réellement ablatés dans la tache focale. Cet effet étant d'autant plus important que la durée d'impulsion est longue. Expérimentalement nous constatons en effet une indépendance quasi-totale de cette vitesse moyenne lorsque le flux laser incident varie de plusieurs ordres de grandeur, ou lorsque l'on utilise des longueurs d'onde différentes ; nous obtenons en effet une vitesse moyenne asymptotique comprise entre 5 et 7 10^7cm/s. Il n'est donc pas possible d'utiliser V-11 pour déterminer expérimentalement la pression d'ablation.

V - B-2. MESURE DIRECTE DE LA PRESSION D'ABLATION

a) Accélération de feuilles minces

Une détermination directe de la pression d'ablation peut être obtenue

en mesurant la vitesse atteinte en fin d'impulsion laser de durée τ d'une feuille dont l'épaisseur initiale est très supérieure à l'épaisseur ablatée durant l'impulsion ; on obtient simplement :

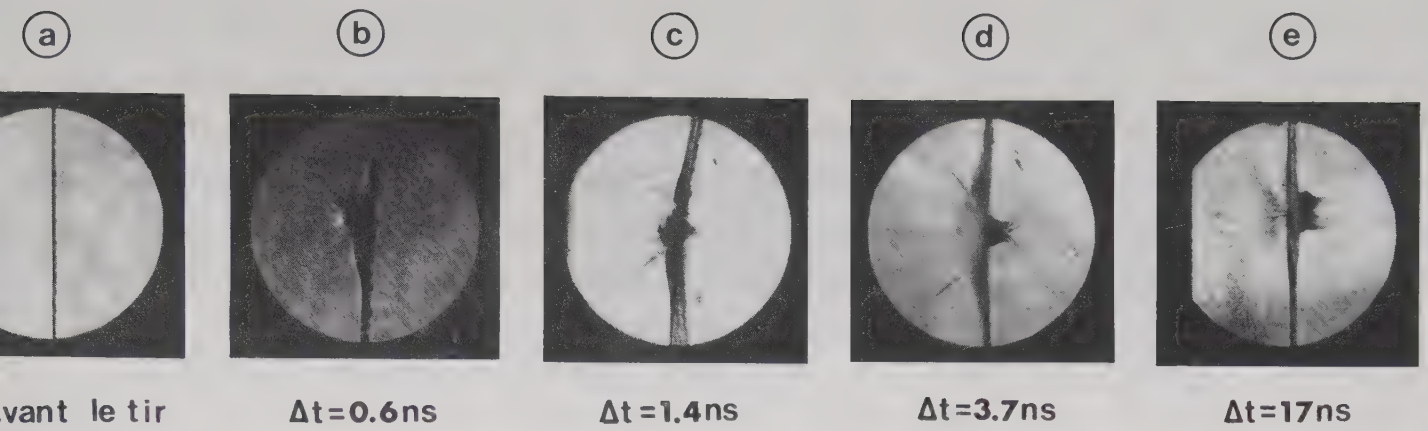
$$P_a = m_o \frac{V}{\tau} \qquad (V-12)$$

m_o étant la masse initiale par unité de surface de la cible, V la vitesse acquise par la feuille à la fin de l'impulsion de durée τ. Pour mesurer cette vitesse, il suffit de visualiser la feuille au cours du temps pendant son accélération. Dans ce but, nous avons utilisé une technique de photographie de la feuille par ombroscopie. Le montage expérimental utilisé a été décrit au § IV-B-3 . Pour pouvoir appliquer cette technique, on admet que le mouvement de la face arrière de la cible est représentatif du mouvement du centre de gravité de la feuille accélérée, ce qui suppose évidemment un faible préchauffage de cette feuille. Nous estimerons ces limites dans la suite.

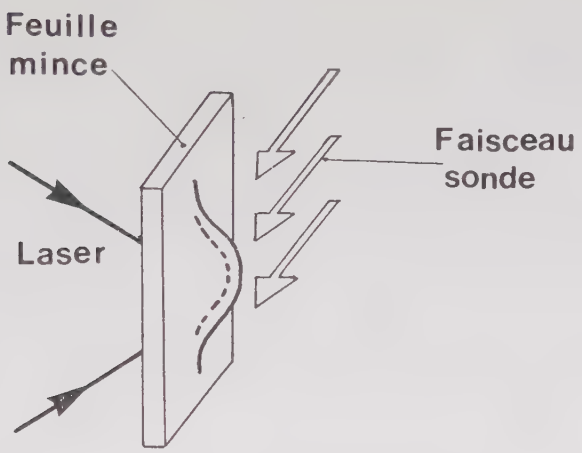
Un exemple d'évolution de la déformation de la feuille est représenté sur la figure V-23 lors d'expériences préliminaires réalisées à 0.53 µm avec un flux laser absorbé $I_a \simeq 7.10^{14}$ W/cm^2 , une durée d'impulsion τ = 200 ps sur une cible de polystyrène (CH) d'épaisseur initiale 13 µm.

Cette expérience a été réalisée avec une tache focale de faible diamètre ($d_{1/2} \simeq 80$ µm). Bien qu'on observe un plasma à l'avant de la feuille s'étendant sur une surface importante ($d \simeq 0.8$ mm pour $\Delta t = 0.6$ ns , figure V-23 b), la partie accélérée de la feuille est située essentiellement dans la tache focale. Ce n'est que pour des retards Δt de l'ordre de 4 ns (figure V-23 d) que le centre de la zone accélérée éclate et laisse passer une partie du plasma d'ablation. Pour des retards très importants ($\Delta t \sim 17$ ns, figure V-23 e) une structure caractéristique en forme de "couronne" apparaît ; elle correspond à de la matière relativement froide se situant sur les bords de la tache focale qui est accélérée vers l'arrière

En suivant la position du bord arrière de la zone accélérée pour différents retards, on peut ainsi estimer la vitesse moyenne de cette zone à 4 ± 1.10^6cm/s . Compte tenu des caractéristiques de l'impulsion laser



ECHELLE: 1 mm=56µm



$\lambda = 0.53\,\mu m$

$I_a \simeq 6.\,10^{14}\ W/cm^2$

$\tau \simeq 200\,ps$

Cible de Polystyrène

Epaisseur : 13µm

Figure V-23 : Photographies par ombroscopie de l'accélération d'une feuille d'épaisseur initiale 13 µm pour différents retards par rapport au début de l'impulsion laser dont les caractéristiques sont données dans le tableau.

utilisée, l'épaisseur ablatée est faible devant l'épaisseur de la feuille initiale. L'application de la formule V-12 détermine alors une pression P_a égale à 26 ± 7 Mbar. C'est donc cette pression qui a réellement servi à accélérer la fraction de la feuille située dans la tache focale.

Or, si nous utilisons l'équation V-10 qui, rappelons-le, a été obtenue en supposant un régime stationnaire, avec un flux absorbé $I_a = 7\ 10^{14}\ W/cm^2$, nous obtiendrions $P_a \simeq 55$ Mbar, ce qui est bien supérieur à la détermination directe précédente. En fait, on pourrait inversement utiliser cette relation V-10 pour estimer l'intensité I'_a effective

qui est réellement utilisée au niveau de la tache focale pour générer une pression de 26 Mbar : nous obtenons alors $I'_a \simeq 0.33\ I_a$. Cela signifierait donc que 66 % de l'énergie absorbée ne semble pas participer au processus d'ablation dans la tache focale, et qu'en partie, cette fraction pourrait servir à générer un plasma le long de la surface de la cible (Voir figure V-23 b). La pression générée par ce plasma étant toutefois insuffisante pour notablement accélérer la cible.

En fait, bien que la durée d'impulsion utilisée ici soit bien plus importante que dans le cas des expériences à 0.53 µm présentées au § V-A-2, où la durée était de 80 ps, et que par conséquent on s'attende à une perte latérale d'énergie plus élevée, cette dissipation latérale qui serait au maximum égale à 66 % semble peu réaliste dans ces conditions : rappelons que cette estimation est obtenue à partir de la relation V-10 qui suppose un écoulement stationnaire établi, ce qui n'est pas le cas ici. Cette procédure reste néanmoins intéressante car elle constitue une approche différente de l'étude des problèmes liés aux effets bidimensionnels.

Une limitation de cette technique de mesure de la pression d'ablation par ce procédé d'ombroscopie réside dans l'éventualité d'un préchauffage de la feuille qui aurait pour conséquence, compte tenu de la détente résultante de la feuille, de surestimer la vitesse d'accélération mesurée. En effet, la vitesse du bord arrière de la feuille est alors égale à la somme de la vitesse moyenne résultant de l'accélération et de la vitesse de détente du bord de la feuille que l'on peut considérer être approximativement égale à la vitesse du son du milieu. Pour un plasma tel que $\frac{A}{Z} = 2$, l'expression de la vitesse du son c est donnée par :

$$c\ (cm/s) = 7\ 10^5\ T_e^{1/2}(eV) \qquad (V\text{-}13)$$

A l'aide de V-13 on constate qu'une température de préchauffage de 18 eV est suffisante pour obtenir une vitesse du son égale à la vitesse d'accélération mesurée expérimentalement. Nous n'avons pas de mesure de température de la face arrière de la cible, or, il n'est pas exclu qu'une température de préchauffage T_e d'au moins quelques eV existe dans la feuille accélérée [1]. Ceci peut tout d'abord être obtenu par le passage

d'une onde de choc de forte amplitude, qui peut être facilement générée dans notre cas vu l'importance de la pression d'ablation. Il est également possible qu'une telle température soit obtenue par un préchauffage résultant d'un dépôt d'énergie par les électrons suprathermiques. Or, si l'on tient compte de l'estimation de l'énergie déposée dans cette population (Cf. les résultats de l'interprétation des expériences à 0.53 µm, § V-A-2) et des distances d'arrêt électronique correspondantes, cette contribution reste toutefois négligeable (Cf. équ. I-29).

Le préchauffage de la feuille risque donc d'introduire une correction non négligeable à la détermination de la vitesse de la cible et donc de la pression d'ablation. Pour remédier à cet effet, une technique consiste à utiliser également cette technique ombroscopique mais dans le domaine X [30] ; on sonde ainsi directement le déplacement des zones denses de la feuille. Il est également possible de faire appel à la technique dite des "doubles-feuilles" [31].

b) Visualisation de l'onde de choc dans un solide transparent

Afin d'éviter ces problèmes liés au préchauffage de la cible, il est possible d'obtenir des informations concernant les pressions générées par le processus d'ablation en étudiant la propagation de l'onde de choc résultante dans le solide. Une technique consiste à utiliser un solide transparent, ce qui autorise alors la visualition de l'onde de choc par une technique photographique par ombroscopie [32]. Un exemple de l'évolution, en fonction du retard par rapport au début de l'impulsion laser, des différents phénomènes est représenté sur les figures V-24 et V-25 pour des expériences réalisées à 0.53 µm et 0.26 µm à l'aide d'impulsions en régime picoseconde. La cible utilisée est une lame de verre de 1.5 mm d'épaisseur, dont les faces sont polies et qui est irradiée sur la tranche (Voir figure V-24).

Ce type d'expériences permet différentes observations d'ordre qualitatif et quantitatif. Tout d'abord, on observe toujours une extension latérale du plasma pendant l'impulsion laser le long de la surface de

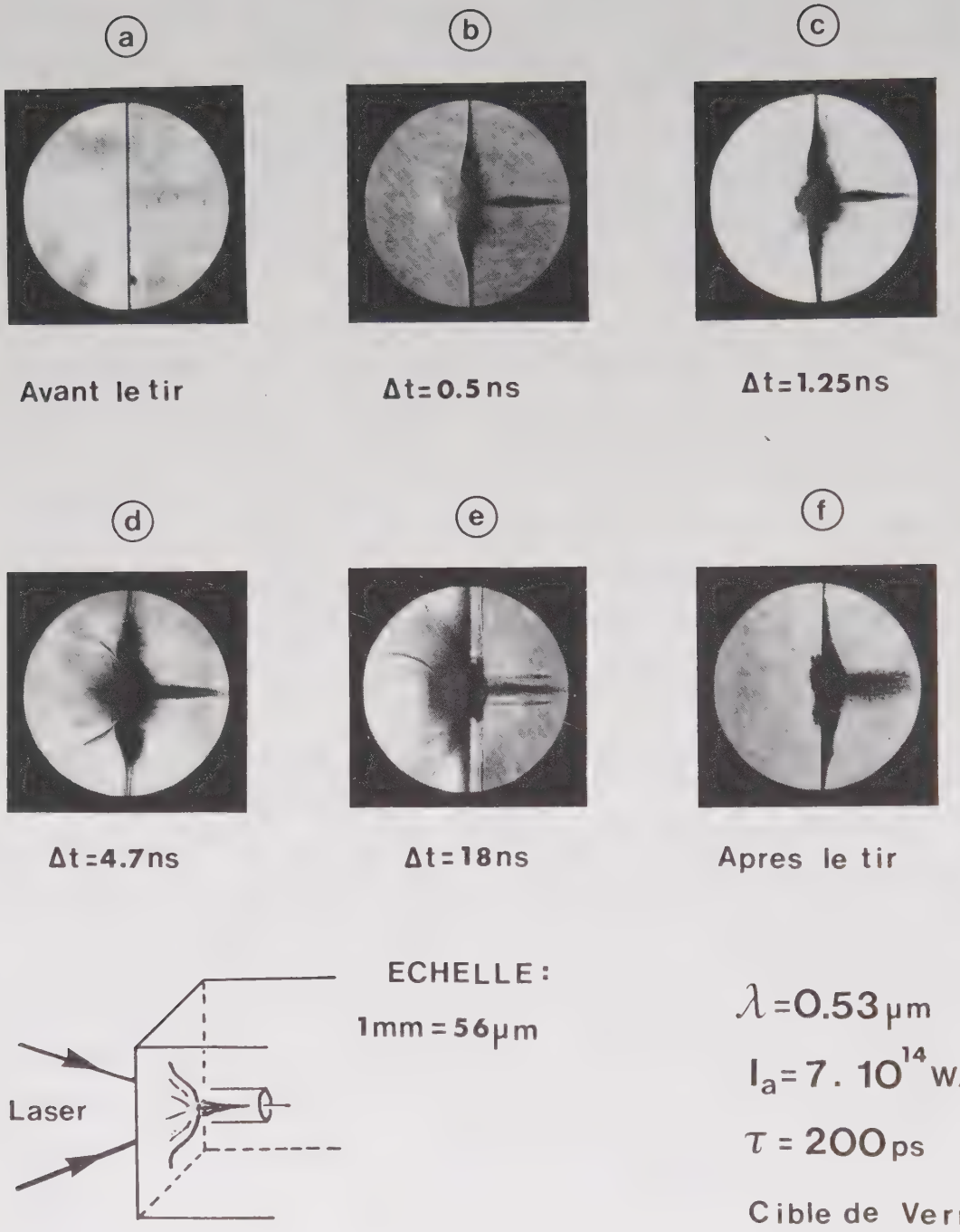


Figure V-24 : Photographies par ombroscopie de la propagation des différentes ondes de choc dans une cible en verre pour différents retards par rapport au début de l'impulsion laser. Expériences à 0.53 μm.

la cible sur des distances importantes comparées au diamètre de la tache focale (Voir figure V-24 b). En revanche, le plasma situé dans la tache focale se détache nettement de la cible en détente vers le vide. On observe également à l'intérieur de la cible une zone d'ombre qui a les mêmes dimensions que le plasma latéral. Ce nuage dont l'origine est inconnue a une durée de vie de l'ordre de 10 ns et a également été observé dans des expériences analogues [33]. Il est possible qu'il résulte d'une très faible ionisation en volume qui rendrait le milieu opaque au faisceau sonde.

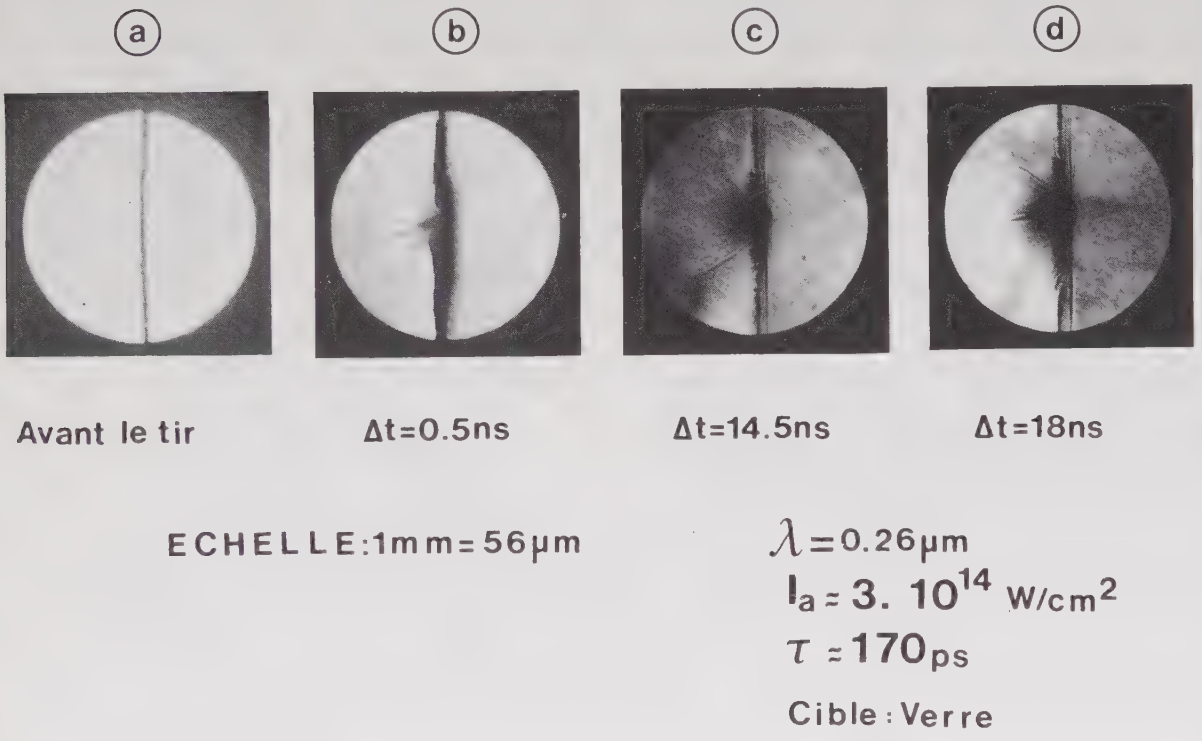


Figure V-25 : Idem que la figure V-24. Dans ce cas les expériences sont réalisées à 0.26 μm.

A 0.53 μm, on observe un dard centré sur l'axe du laser qui pénètre de près de 0.7 mm à l'intérieur du verre. Ce dard provient du claquage en volume à l'intérieur du verre d'une très faible fraction du rayonnement laser au début de l'impulsion. A 0.26 μm, ce dard n'apparaît pas, car le verre utilisé n'est pas transparent à cette longueur d'onde.

Pour des retards importants ($\Delta t \gtrsim 10$ ns) on distingue trois types de discontinuités qui se détachent nettement et se propagent dans le milieu (Voir figure V-26 a). L'évolution temporelle de la position de ces ondes de choc (figure V-26) permet d'en mesurer les vitesses. Il y a tout d'abord une onde de choc plane parallèle à la surface de la cible qui s'étend sur une surface importante (d > 1,5 mm). Sa vitesse, égale à 6 10^5cm/s, est caractéristique de la vitesse sonique d'une perturbation de faible amplitude se propageant dans le milieu. Elle résulte donc d'une légère surpression (estimée à 0.2 Mbar [34]) générée à la surface par le plasma latéral. Elle est évidemment identique dans les deux expériences à 0.53 µm et 0.26 µm. Il y a également une onde de choc cylindrique qui se détache du dard et qui se propage également à une vitesse de l'ordre dè 5 10^5cm/s et dont l'origine est identique. Il s'agit également d'une perturbation sonique dans le milieu.

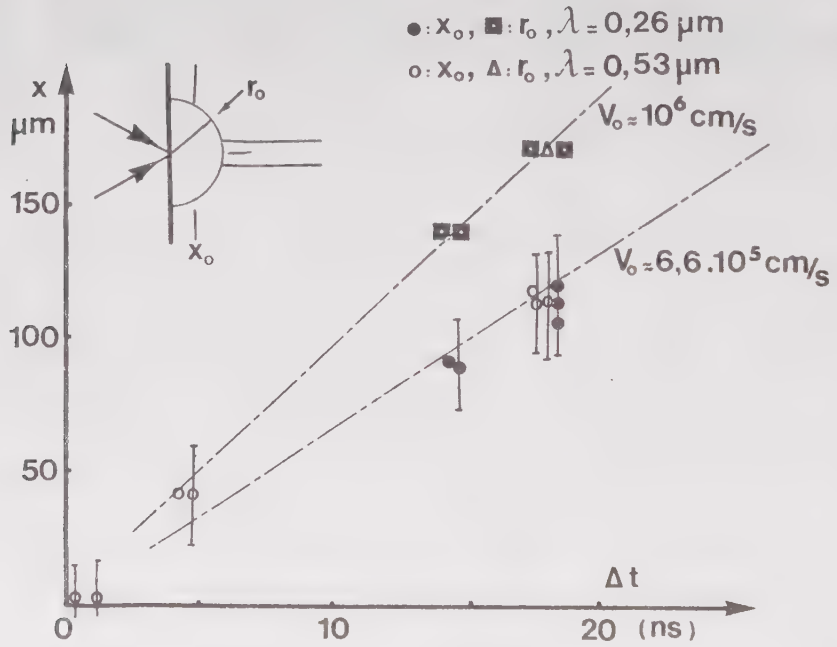


Figure V-26 : Diagramme de marche x - t des ondes de chocs planes et sphériques correspondant aux expériences à 0.53 µm et 0.26 µm des figures V-24 et V-25.

Enfin il apparaît une onde de choc pratiquement sphérique, centrée sur la tache focale. C'est l'onde de choc directement reliée au processus d'ablation. La forme est sphérique car son rayon est grand comparé au diamètre de la tache focale. On obtient une vitesse de propagation identique et égale à 10^6cm/s pour les deux expériences à 0.53 µm et 0.26 µm. La pression entretenant ce choc correspond à 1.5 Mb [34]. Cette pression est bien plus faible que celle obtenue dans les expériences sur feuilles minces car le choc sphérique a eu le temps de s'amortir fortement [35] lors de sa propagation de près 160 µm en 18 ns. (L'impulsion laser créant le choc ne dure que 0.2 ns).

Si l'évolution de la propagation du choc est identique pour les deux expériences à 0.26 µm et 0.53 µm, cela signifie que les pressions d'ablation initiales générées pendant l'impulsion laser sont identiques. Or l'énergie absorbée à 0.26 µm est pratiquement deux fois moindre qu'à 0.53 µm. On vérifie ainsi approximativement la loi d'échelle II-58 qui indique que la pression d'ablation P_a est proportionnelle au rapport $\frac{I_a}{\lambda}$.

Bien que l'on ne mesure pas la pression d'ablation pendant l'impulsion laser, ceci à cause de la présence de cette zone opaque près de la surface, ces expériences faisant appel à ces différentes techniques photographiques basées sur l'ombroscopie ont confirmé l'intérêt des courtes longueurs d'onde pour la génération de pressionsd'ablation élevées ; ainsi, pour une même intensité laser absorbée et compte tenu de la loi d'échelle de la pression d'ablation avec la longueur d'onde en $\lambda^{-2/3}$, la réduction de la longueur d'onde d'un facteur 4 se traduit par une augmentation de cette pression d'un facteur 2,5 . On peut donc concevoir aisément la génération de pressions de l'ordre de 100 Mbar avec une intensité laser raisonnable de l'ordre de 5 10^{14} W/cm^2 à 0.26 µm , ce qui présente un très grand intérêt dans différents domaines de la physique.

V-C - APPLICATION À L'ÉTUDE DU RENDEMENT HYDRODYNAMIQUE - EXPÉRIENCES EN RÉGIME NANOSECONDE

Les expériences précédentes ont été réalisées à haut flux avec des impulsions en régime picoseconde. Ces caractéristiques d'impulsion ne sont pas propices à l'établissement d'un régime d'ablation quasi-stationnaire qui requiert des impulsions relativement plus longues, en régime nanoseconde, avec des flux absorbés plus faibles. Nous avons vu au chapitre II que c'est en effet dans ces conditions qu'il est possible de mettre en place un régime d'ablation qui est capable d'accélérer avec un bon rendement hydrodynamique une cible qui restera dense avec un faible degré de préchauffage.

En vue de déterminer le rendement hydrodynamique d'accélération dans ces conditions, nous avons repris une technique initialement utilisée au N.R.L. [36] qui consiste à mesurer, à l'aide de calorimètres placés à l'arrière de la feuille, l'énergie cinétique totale dirigée vers l'arrière. C'est la discussion de ces expériences à l'aide de simulations numériques qui nous a permis de préciser les limites de validité de cette technique [37].

Dans une deuxième série d'expériences, nous montrons qu'en régime nanoseconde avec une tache focale de faible diamètre, les effets bidimensionnels ne peuvent plus être négligés et deviennent prépondérants dans l'interprétation de ce type d'expériences.

V - C-1. MESURE DU RENDEMENT HYDRODYNAMIQUE PAR UNE METHODE CALORIMETRIQUE

La pression d'ablation appliquée à une feuille mince a pour effet d'accélérer celle-ci, et de convertir une partie de l'énergie laser absorbée en énergie cinétique d'accélération. Nous avons mesuré cette énergie cinétique à l'aide d'un calorimètre unique de large ouverture placé à l'arrière de la feuille (le schéma de l'expérience et le principe de fonctionnement du calorimètre ont été décrits au § IV-B-2, figure IV-4, page 145).

Ce montage permet le cas échéant la mesure de la transmission de l'impulsion laser à travers la feuille mince. Ce calorimètre unique offre l'avantage d'une très grande simplicité d'utilisation.

La figure V-27 représente la fraction d'énergie mesurée par le calorimètre (normalisée à l'énergie absorbée) dans le cas d'une impulsion laser à 1.06 µm , avec un flux laser absorbé de $1.5\ 10^{14}$ W/cm^2 et une durée d'impulsion τ égale à 2.5 ns. Les cibles utilisées sont constituées de feuilles de Terphane ($C_{10}\ H_8\ O_4$) dont l'épaisseur varie de 3.5 µm à 100 µm. Par ailleurs, pour ces caractéristiques d'impulsion, l'épaisseur ablatée est égale à 3.5 µm. Nous avons utilisé pour cela le même critère qui a été défini au cours des expériences picosecondes : c'est l'épaisseur initiale d_T de la feuille assurant une transmission de 10 % de l'impulsion laser à travers la feuille.

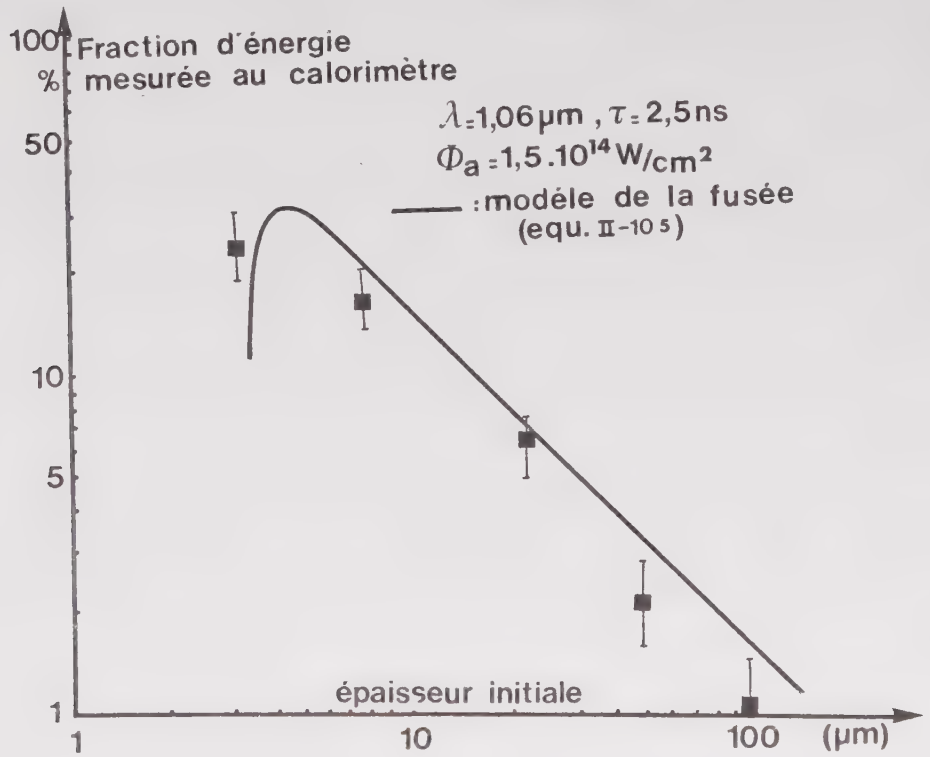


Figure V--27 : Fraction d'énergie mesurée à l'arrière de la feuille en fonction de l'épaisseur initiale de la cible.

■ *Points expérimentaux.* (——) *Modèle de la fusée (équ.II--105).*

Nous avons également reporté sur la figure V-27 le rendement hydrodynamique estimé à l'aide de II-105 et qui s'exprime en fonction de l'épaisseur initiale de la feuille e_o et de l'épaisseur ablatée e_a par :

$$\eta(e_o) = 0.5 \left(\frac{e_o}{e_a} - 1\right) \mathrm{Log}\left(1 - \frac{e_a}{e_o}\right) \qquad (V\text{-}14)$$

Bien qu'il soit peu réaliste d'appliquer cette formule pour des conditions expérimentales très différentes de celles où elle a été établie, cette formule donne néanmoins un accord relativement satisfaisant pour des épaisseurs de cibles importantes.

En fait, nous allons montrer que ce sont essentiellement des simulations numériques de cette expérience qui vont nous permettre d'étudier certains effets, par exemple le chauffage de la feuille accélérée, et par conséquent vont préciser les limites de validité des modèles analytiques simples, tel que le modèle de la fusée, qui est généralement invoqué dans ce type d'expériences [36].

V - C-2. DISCUSSION - COMPARAISON AVEC LES SIMULATIONS NUMERIQUES

a) Variation du rendement hydrodynamique

Les simulations numériques de ces diagnostics ont été effectuées à l'aide de notre code fluide FILM. Pour des caractéristiques d'impulsions à 1.06 µm semblables à celles utilisées expérimentalement, la fraction d'énergie transférée vers l'arrière de la feuille en fonction de l'épaisseur initiale est représentée sur la figure V-28, courbe 1 ; on comptabilise pour cela l'énergie cinétique et thermique de toutes les cellules lagrangiennes ayant une vitesse négative. D'autre part, dans le but d'étudier l'effet de la longueur d'onde, une simulation avec une impulsion laser identique, mais avec $\lambda = 0.53$ µm , a été également reportée (figure V-28, courbe 2).

Considérons le cas à 1.06 µm (courbe 1). Il apparaît trois zones caractéristiques :

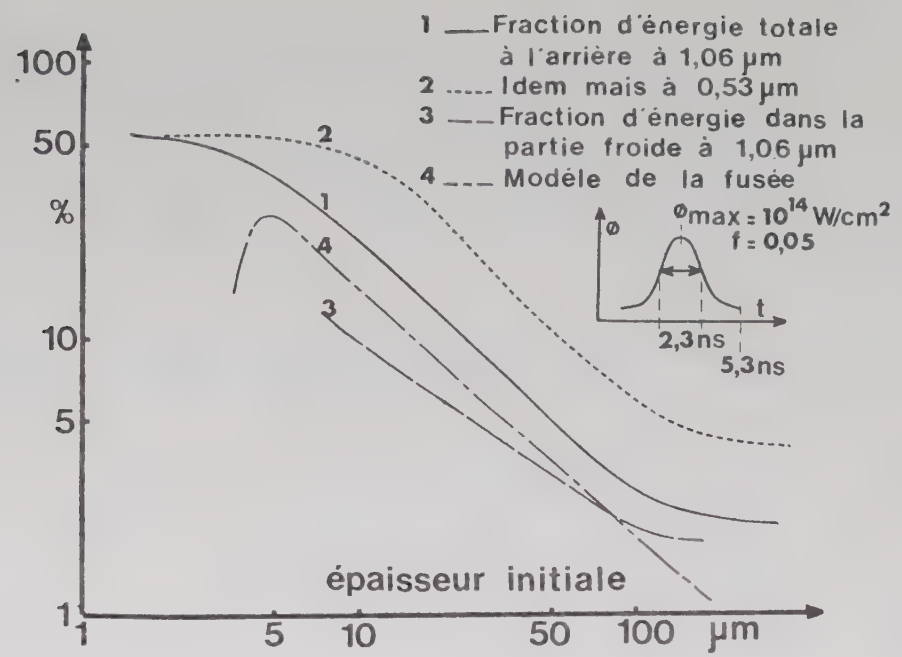


Figure V-28 : Simulations numériques de la fraction d'énergie dirigée vers l'arrière en fonction de l'épaisseur de la feuille : (1) λ = 1.06 µm ; (2) λ = 0.53 µm ; (3) Energie cinétique dans la partie froide accélérée ; (4) Modèle de la fusée.

- *Pour des épaisseurs initiales e_o supérieures à $\sim$ 100 µm*, la fraction d'énergie dirigée vers l'arrière varie peu avec e_o. Elle correspond à la fraction d'énergie déposée dans le choc qui n'a pas encore traversé la feuille pendant l'impulsion laser ; sa valeur, égale à $\sim$ 2 % , est en accord avec les estimations effectuées au § II-A-7 (Cf. équ. II-101).

- *Pour des épaisseurs initiales inférieures à 80 µm*, le choc débouche pendant l'impulsion à l'arrière de la feuille ; celle-ci est alors accélérée par "effet fusée". Le rendement hydrodynamique augmente alors lorsque e_o diminue (Cf. § II-A-8).

- *Pour $e_o \lesssim 6$ µm* , la feuille est pratiquement intégralement chauffée pendant l'impulsion laser ; et sa densité maximale peut même devenir sous-critique pendant ce temps. La feuille n'est pratiquement pas accélérée et sa détente est presque symétrique, ce qui donne 50 % d'énergie vers l'arrière, quelle que soit la longueur d'onde laser : c'est le mode "pousseur explosé".

Le rendement hydrodynamique dans la phase accélérée (20 µm ≤ e_o ≤100µm) est plus important à 0.53 µm (courbe 2) ; cela résulte d'une plus grande épaisseur ablatée à cette longueur d'onde et, par conséquent, d'une pression d'ablation plus élevée (Cf. § II-A-7).

b) Discussion du diagnostic basé sur la calorimétrie

Le calorimètre placé à l'arrière mesure l'énergie cinétique asymtotique totale qui se retrouve dans la fraction de la feuille en expansion vers l'arrière. Cette énergie est la somme, d'une part de l'énergie cinétique initialement acquise dans l'accélération, et d'autre part de l'énergie thermique qui a été déposée dans la feuille en accélération par différents mécanismes possibles : chauffage par le choc, par conduction thermique si la feuille est suffisamment mince, par les électrons suprathermiques s'ils existent. L'énergie cinétique acquise dans l'accélération de la feuille ne représente donc qu'une fraction inconnue de l'énergie totale mesurée par le calorimètre. Seules les simulations numériques permettent de suivre ces différents paramètres.

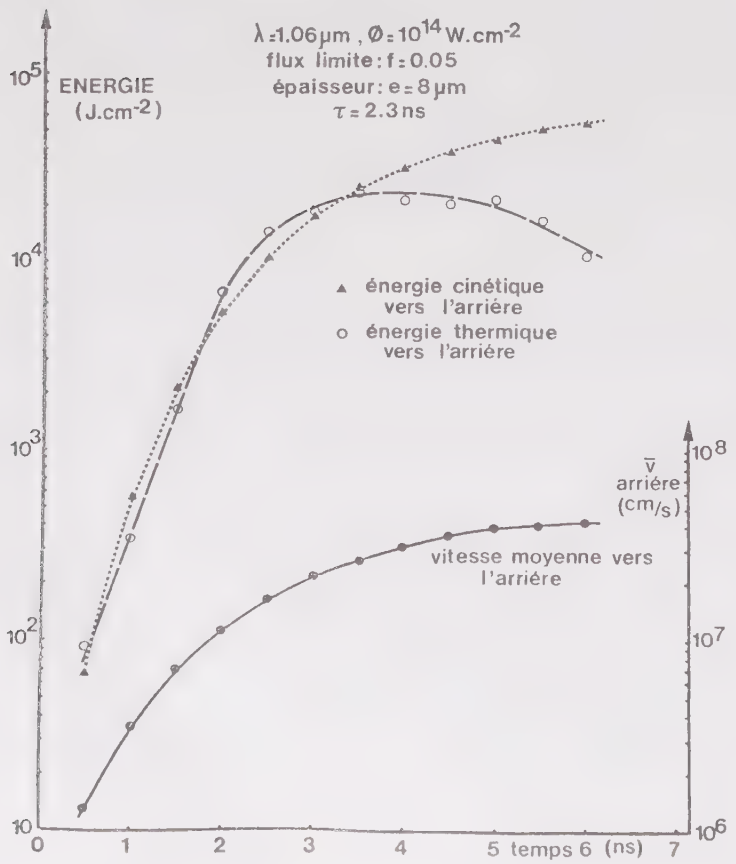


Figure V-29 :

Energie cinétique et thermique dirigée vers l'arrière pour une cible de 8 µm d'épaisseur. Vitesse moyenne d'accélération de la feuille en fonction du temps.

La figure V-29 représente la variation de l'énergie cinétique et thermique dirigée vers l'arrière en fonction du temps pendant l'impulsion laser, pour une feuille de 8 µm d'épaisseur à 1.06 µm. On constate que pendant la majeure partie de l'impulsion laser, l'énergie thermique est pratiquement égale à l'énergie cinétique acquise par accélération. A la fin de l'impulsion, la vitesse asymptotique moyenne vaut 4.10^7cm/s. L'origine de cette importante énergie thermique dans la feuille accélérée nous est révélée en traçant la variation spatiale de la température et de la vitesse du fluide dans la feuille. Ceci est fait sur la figure V-30 dans les coordonnées du solide initialement au repos, à un temps proche du maximum du pulse laser (3 ns). Les gradients importants de température et de densité observés à la surface critique sont caractéristiques de la limitation de la conduction thermique dans cette zone (le facteur du flux limite vaut 0,05). On peut voir que pratiquement toute la zone de conduction qui s'étend de la densité critique au front d'ablation est accélérée vers l'arrière. Ceci résulte du fait que la vitesse du fluide dans le repère de la zone de conduction est inférieure à la vitesse de la feuille accélérée. Dans le repère du laboratoire, le plasma de la zone de conduction se déplacera donc vers l'arrière. L'énergie thermique contenue dans cette zone sera par conséquent mesurée par le calorimètre.

Etant donné la très grande différence de température entre la fraction de la feuille à haute densité accélérée par effet fusée, qui n'a été que très légèrement chauffée ($\sim$ 1 eV) par le passage de l'onde de choc et cette zone de conduction, la contribution de cette dernière à l'énergie thermique vers l'arrière est donc prépondérante. Dans le cas présent, elle est pratiquement égale à l'énergie cinétique vers l'arrière ; alors que pour une feuille de 100 µm, elle ne représente que 30 % de cette énergie cinétique.

Il convient également de noter que l'énergie cinétique de cette zone de conduction est élevée : elle représente 40 % de l'énergie cinétique totale dirigée vers l'arrière pour une feuille d'épaisseur initiale de 8 µm, alors qu'elle est inférieure à 1 % dans le cas d'une feuille de 100 µm. Il faut par ailleurs remarquer que l'énergie cinétique contenue dans cette

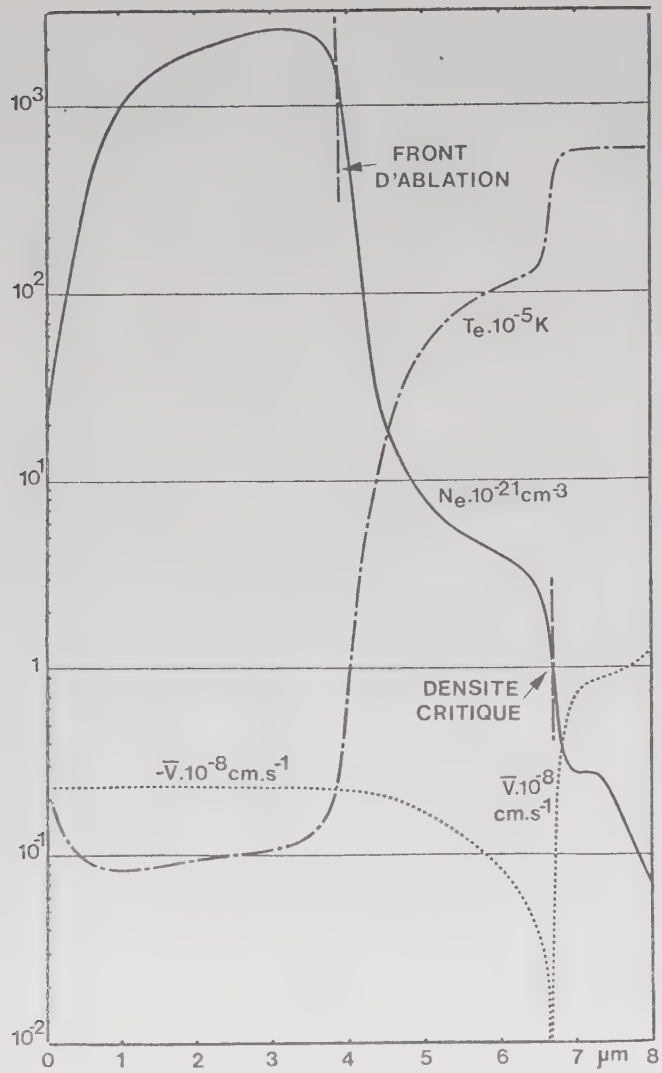


Figure V-30 :

Au temps t = 3 ns , profil de température, de densité, de vitesses dans le repère de la cible au repos. Les caractéristiques de l'impulsion sont celles de la figure V-29.

zone de conduction ne serait pas utile à la compression du combustible dans le cas d'une expérience d'implosion, car elle est répartie sur une zone qui ne possède pas une vitesse uniforme (Voir la figure V-30), par conséquent cette zone viendrait imploser bien après la zone dense et froide qui, elle, possède une vitesse uniforme.

Sur la figure V-28 la courbe 3 représente la fraction d'énergie apparaissant sous forme d'énergie cinétique dans la partie de la feuille qui est restée froide durant l'impulsion laser. C'est par définition le rendement hydrodynamique d'accélération. Pour $e \lesssim 7\text{-}8$ m , il n'est plus possible de définir un tel rendement, car la feuille s'échauffe dans son ensemble

On constate donc que ce rendement hydrodynamique est très différent de la fraction d'énergie mesurée au calorimètre (courbe 1).

Nous avons comparé ce rendement hydrodynamique avec le résultat de notre modèle analytique (équation II-105) qui a été calculé compte tenu de l'épaisseur ablatée (ici égale à 3 µm) correspondant à l'impulsion laser à 1.06 µm utilisée. Un accord excellent avec la simulation est observé pour les épaisseurs importantes ($e \geq 30$ µm) car les forces d'inerties résultant de l'accélération sont alors négligeables. Pour les épaisseurs initiales plus faibles, l'accord est moins bon car ces forces d'inertie deviennent importantes ; on ne peut toutefois pas utiliser la correction déterminée au § II-A-10, car elle n'est valable qu'en régime stationnaire, ce qui est loin d'être le cas ici.

Il apparaît donc que la mesure effectuée au calorimètre surestime largement le rendement hydrodynamique d'accélération. Nous avons vu que cette différence résultait de l'obtention d'une vitesse d'accélération trop importante qui avait pour effet d'accélérer la zone de conduction vers l'arrière. Différentes solutions sont possibles pour atténuer cet effet :

- On peut utiliser des cibles dont l'épaisseur initiale e_o est très supérieure à l'épaisseur ablatée e_a ; il faut toutefois que l'épaisseur de cette feuille soit inférieure à la distance parcourue par l'onde choc dans le solide pour que cette feuille puisse subir une accélération pendant l'impulsion laser.

- On peut également diminuer l'importance de la zone de conduction en utilisant un faible flux laser absorbé ou de courte longueur d'onde. (Cf. équ. II-67). Mais, même dans ces conditions, l'écart entre le rendement hydrodynamique et la mesure fournie par le calorimètre reste important : prenons par exemple les conditions expérimentales des expériences réalisées au N.R.L. [36] : $I_a = 10^{13}$ W/cm^2 , $\tau = 3$ ns , $\lambda = 1.06$ µm . Pour une feuille d'épaisseur initiale $e_o = 5$ µm, les simulations montrent que la fraction d'énergie mesurée au calorimètre est égale à 25 % alors que le rendement hydrodynamique n'atteint que 11 % ; pour une feuille d'épaisseur initiale égale à 2.6 µm,

ces valeurs deviennent respectivement 41 % et 6 % . Compte tenu de cette interprétation, le rendement hydrodynamique mesuré dans ces expériences est donc très largement surestimé.

En conclusion de cette étude, il apparaît que l'utilisation d'un calorimètre placé à l'arrière de la feuille dans le but de mesurer le rendement hydrodynamique d'accélération est un diagnoctic très simple à mettre en oeuvre mais dont l'interprétation est délicate et nécessite obligatoirement une comparaison avec des simulations numériques. Nous avons montré que, contrairement à l'usage qui en a été fait, le modèle d'accélération par effet fusée n'est pas adapté à l'interprétation de ces résultats expérimentaux et est insuffisant pour rendre compte des processus complexes en jeu lors de l'accélération d'une feuille mince.

V - C-3. VARIATION DU RENDEMENT HYDRODYNAMIQUE AVEC LE FLUX INCIDENT - ETUDE DU COUPLAGE ENERGIE LASER ABSORBEE - CIBLE ACCELEREE

a) Résultats expérimentaux

Dans le but d'étudier l'évolution du couplage de l'énergie laser absorbée à la cible accélérée, nous avons mesuré la fraction d'énergie transférée vers l'arrière en fonction du flux incident. Ces expériences ont été réalisées pour des flux incidents variant de $4\ 10^{13}$ W/cm^2 à $6\ 10^{14}$ W/cm^2 avec des impulsions laser à 1.06 µm de 2.5 ns de durée à mi-hauteur. La tache focale dans ces expériences était telle que 95 % de l'énergie sont contenus dans un diamètre de 150 µm.

Pour réaliser cette étude nous avons utilisé des feuilles de MYLAR ($C_{10}\ H_8\ O_4$) de 3.5 µm d'épaisseur : cette faible épaisseur a été choisie en vue d'obtenir un transfert énergétique vers l'arrière relativement important (Voir figure V-27), ce qui permet de suivre sa variation avec une plus grande précision. Néanmoins, nous verrons que les conclusions de cette étude sont indépendantes de l'épaisseur de la cible.

Le montage expérimental (Voir figure IV-4) utilise cette même technique calorimétrique qui a été décrite en détail au § IV-B-2. L'émission ionique vers l'avant de la cible est suivie à l'aide de trois collecteurs de charges situés respectivement à 30°, 40° et 56° de la normale à la cible. A l'arrière de la cible, compte tenu de l'ouverture importante du calorimètre, un seul collecteur est situé à 56° de la normale à la cible. Enfin, un analyseur multicanal X permet d'étudier l'émission continue X sur un spectre s'étendant de 1 à 70 KeV.

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure V-31. En fonction du flux laser incident, la courbe 1 représente la fraction d'énergie laser transmise à travers la feuille. Sa variation est relativement faible, la transmission varie de 10 à 20 % alors que le flux incident augmente de plus d'un ordre de grandeur. La courbe 2 représente la fraction d'énergie que l'on retrouve dans la feuille en expansion vers l'arrière. Cette fraction d'énergie est normalisée à l'énergie absorbée ; l'absorption du rayonnement laser étant connue par ailleurs [2] ; typiquement elle décroît de 50 % à 35 % sur l'échelle des flux lasers incidents utilisés. On remarquera que cette courbe 2 passe par un maximum très net, de 33 %, pour un flux incident de $2.3\ 10^{14}$ W/cm^2. Finalement la courbe 3 est proportionnelle au nombre d'ions ablatés. Cette mesure a été effectuée à l'aide d'une intégration temporelle et spatiale des signaux des trois collecteurs de charges situés à l'avant de la cible, en faisant l'hypothèse, raisonnable, d'un rapport $\frac{A}{Z}$ constant et égal à 2 . On peut observer une augmentation plus rapide de la masse ablatée au-delà de ce flux critique de $2\ 10^{14}$ W/cm^2 .

On observe également que, pour des flux incidents supérieurs à $2\ 10^{14}$ W/cm , des ions rapides apparaissent dans les signaux de collecteurs de charges. La figure V-32 montre clairement pour lesflux élevés (courbe c) les allures caractéristiques d'une fonction de distribution ionique révélant la présence d'une population d'électrons rapides. La température chaude T_H qui en est déduite en faisant l'hypothèse d'une détente self-similaire sphérique à deux températures est en accord satisfaisant avec la température chaude mesurée à partir de la pente du spectre continu des X durs.

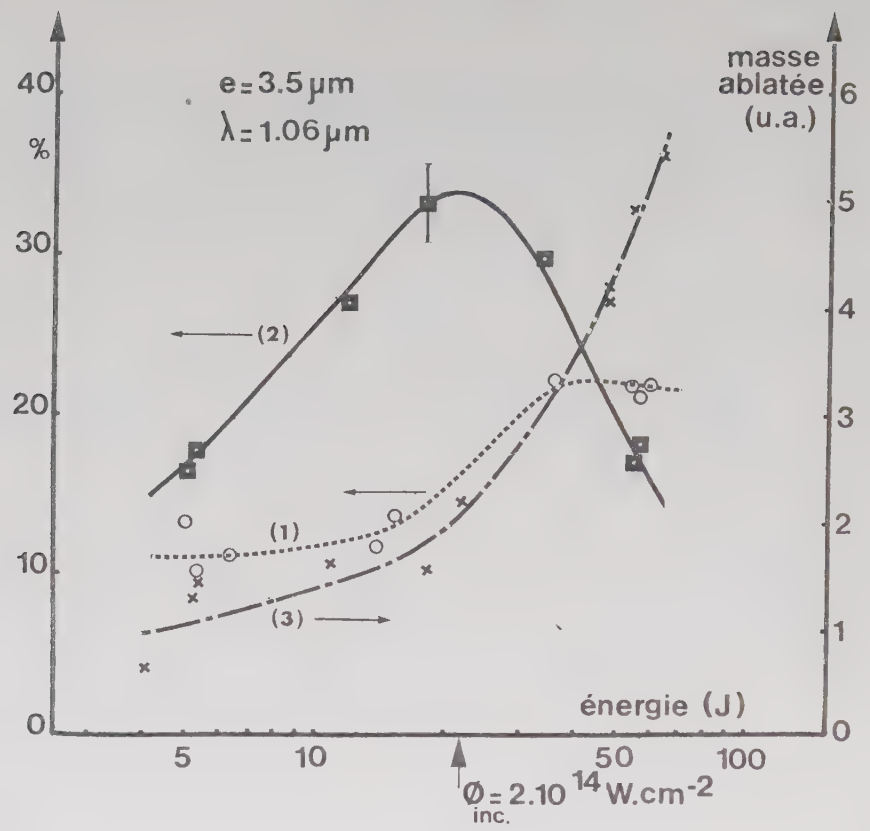


Figure V-31 : Pour une cible d'épaisseur initiale de 3.5 µm, variation avec le flux incident : de la transmission de la feuille (1) ; de l'énergie totale dans les ions en détente vers l'arrière (2) ; de la masse ablatée en unités arbitraires (3).

Par ailleurs, dans la partie "thermique" de la fonction de distribution ionique, on notera la présence du pic caractéristique d'une détente sphérique en régime ablatif [38].

b) Discussion des résultats

Bien que la transmission de l'impulsion laser à travers la feuille ne soit pas nulle, on peut constater que le rendement hydrodynamique est nettement inférieur à 50 % (il est de 33 % au maximum).
Or, les simulations hydrodynamiques monodimensionnelles montrent que, dans ces conditions, la feuille est complètement chauffée pour pouvoir devenir

sous-critique pendant l'impulsion laser ; en conséquence, elle se détend symétriquement avec 50 % d'énergie vers l'arrière (Voir par exemple la figure V-28, courbe 1). Comme nous n'observons que 33 %, cela signifie que la feuille n'a été intégralement chauffée que sur une faible fraction de la tache focale. Des expériences similaires [39], où l'on résolvait temporellement et spatialement la transmission, ont en effet montré que c'est le centre de la tache focale, où l'intensité est maximum, qui devient d'abord sous-critique. Comme la transmission mesurée est faible, on peut en déduire que la feuille devient sous-critique sur un diamètre très inférieur à la tache focale. Par conséquent, le rendement hydrodynamique intégré sur toute la tache focale doit être inférieur à 50 %.

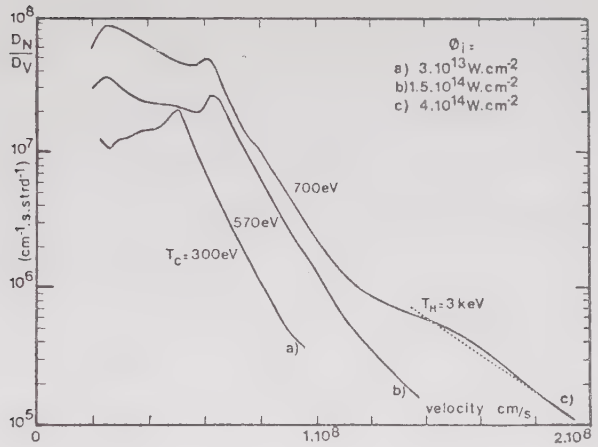


Figure V-32 :

Pour 3 flux incidents différents, fonctions de distributions ioniques d'un collecteur de charges placé à l'avant de la cible.

Un autre effet peut également contribuer à la diminution du rendement hydrodynamique : nous observons une détente relativement sphérique de l'émission ionique vers l'avant avec un demi-angle caractéristique d'émission d'environ 40° par rapport à la normale à la cible. Si l'on admet que seule la composante de vitesse ionique normale à la cible contribue au transfert de quantité de mouvement à la cible accélérée, on doit également s'attendre à une réduction du transfert énergétique vers l'arrière.

Enfin l'apparition d'ions rapides peut également contribuer à cet effet. Ces ions rapides, en nombre réduit mais très énergétiques, ont

par conséquent une faible quantité de mouvement. La contribution au transfert d'impulsion à la cible est donc faible. Néanmoins un tel effet doit être relativement limité, l'énergie emportée par ces ions rapides étant estimée à moins de 5 % de l'énergie absorbée.

Compte tenu de l'épaisseur finie de la cible utilisée (égale à 3,5 µm) l'augmentation plus rapide de la masse ablatée pour des flux incidents supérieurs à 2.10^{14} W/cm^2 ne peut s'expliquer qu'en admettant un chauffage de la feuille sur une surface supérieure à la tache focale. Cet effet étant corrélé avec l'apparition d'ions rapides, on peut donc en déduire que ce sont les électrons rapides qui seraient responsables de ce dépôt latéral, peut-être par un processus analogue à celui exposé au § V-A-3 . Il est possible d'estimer le diamètre de la feuille qui a été chauffée en admettant que la moitié de l'épaisseur de celle-ci se détend vers l'avant de la cible, donc dans un comportement du type "pousseur explosé". On obtient alors un diamètre égal à 400 µm pour le flux incident maximum de 6.10^{14} W/cm^2 . En fait, le diamètre réel doit être bien supérieur à 400 µm si l'on admet d'une part que le comportement "pousseur explosé" n'est pas réaliste sur de tels diamètres et d'autre part si l'on tient compte d'une éventuelle recombinaison du plasma en détente. La première éventualité étant par ailleurs renforcée par le fait que la distance d'arrêt électronique correspondant aux températures chaudes présentes ($T_H \sim$ 3-4 KeV) est très inférieure à l'épaisseur de la cible. La tache focale étant petite (95 % de l'énergie laser sont contenus dans un diamètre de 150 µm), un transport d'énergie latéral par ces électrons chauds à travers le plasma d'ablation en détente peut donc expliquer le chauffage superficiel de la feuille sur une surface de diamètre supérieur à 400 µm. L'énergie totale associée à ces électrons rapides étant apparemment faible, et leur thermalisation s'effectuant sur une surface importante, la température initiale de ce plasma latéral doit être relativement basse, ainsi que sa densité ; mais ce sera le chauffage ultérieur de ce plasma latéral par conduction thermique à partir des zones centrales chaudes qui utilisera une fraction d'énergie non négligeable.

En effet, essayons d'estimer la perte d'énergie absorbée qui est associée à ce processus. Pour cela, nous admettrons donc qu'il existe

initialement autour de la tache focale à la surface de la cible un plasma ayant une température initiale relativement basse. Ce plasma sera donc chauffé par conduction thermique à partir du centre de la tache focale qui constitue la source de chaleur où la température T_o est maximum et constante en fonction du temps.

Un calcul simple permet d'évaluer la distance d parcourue pendant la durée d'impulsion τ par une onde de chaleur à la température T_o dans un plasma de densité électronique n_e. On obtient en effet [50]:

$$d \simeq \left(\frac{8\, K_o\, T_o^{5/2}\, \tau}{3\, n_e\, k}\right)^{1/2} \qquad \text{(V-15)}$$

Soit encore en unités pratiques :

$$d(\mu m) \simeq 1.60\ 10^3\ \frac{T_o^{5/4}(KeV) \cdot \tau^{1/2}(ns)}{\left(\frac{n_e(cm^{-3})}{10^{21}}\right)^{1/2}} \qquad \text{(V-16)}$$

Dans V-15, K_o représente le coefficient de conductibilité thermique de SPITZER (que nous avons pris égal à 10^{-11} W/m/(°K)$^{7/2}$), et T_o est la température constante de la "source" située à l'intérieur de la tache focale.

Pour des conditions "standard" de température et de densité électronique, on vérifie facilement que la température peut devenir uniforme sur des distances bien plus importantes que le rayon R de la rache focale. L'énergie nécessaire au chauffage à la température T_o d'un cylindre de plasma centré sur l'axe laser, dont le rayon est précisément d (avec d>>R), de hauteur e et de densité n_e, s'écrit alors simplement :

$$E = \frac{3}{2}\, n_e\, k\, T_e \cdot (\pi d^2) \cdot e$$

Soit en tenant compte de V-16 :

$$E(Joule) \simeq 2\, T_o^{7/2}(KeV) \cdot \tau(ns) \cdot e(\mu m) \qquad \text{(V-17)}$$

Dans cette géométrie cylindrique, on remarquera que l'énergie nécessaire au chauffage de cette couronne est indépendante de la densité locale. Ainsi, une application numérique de l'équation V-17 montre que l'énergie associée à ce processus peut facilement devenir non négligeable.

Rappelons que ce résultat a été établi en admettant l'existence d'un plasma préformé situé sur le bord de la tache focale dans lequel une onde de chaleur pouvait se propager. L'ablation de la cible peut donc se poursuivre sur une plus grande surface que la tache focale grâce à ce plasma dont la température devient pratiquement uniforme radialement.

Quels seraient les mécanismes de création de ce plasma en surface ? Nous avons vu précédemment que les électrons suprathermiques pouvaient facilement constituer une telle source. Plus simplement, l'étude de la tache focale (Voir par exemple la figure IV-2b) nous a montré qu'il existait à des distances importantes du centre de la tache focale ($\sim$ 300 µm) une intensité laser faible mais suffisante pour la création d'un tel plasma. Enfin, on ne peut pas exclure une photoionisation de la surface de la cible par des photons U.V. émis par les zones denses surcritiques situées dans la tache focale.

Nous voyons donc que ces effets bidimensionnels peuvent jouer un rôle non négligeable. Il est néanmoins évident que seules des simulations numériques bidimensionnelles permettraient d'estimer ces divers effets avec une plus grande précision.

Ces expériences mettent donc en évidence l'existence d'un flux incident critique de l'ordre de $2\text{-}3\ 10^{14}$ W/cm^2 au-delà duquel, d'après notre interprétation, l'apparition d'électrons chauds favorise la création d'un plasma latéral qui constitue une "amorce" permettant un chauffage de la cible sur une plus grande surface et a pour conséquence de diminuer l'énergie couplée à la cible à l'intérieur de la tache focale. Il est intéressant de constater que, dans des expériences très différentes, il a également été observé un seuil analogue en intensité au-delà duquel une forte inhibition du flux de chaleur était invoquée pour expliquer les résultats

expérimentaux. Ainsi, pour une cible de même numéro atomique Z , PEARLMAN et al., en régime picoseconde sur des expériences du type "feuilles minces" [40] , ont observé un changement caractéristique pour un flux de $\sim 10^{14} W/cm^2$. AZECHI et al. [41] dans des expériences similaires ont également mis en évidence un changement de régime dans l'accélération de feuilles minces pour des flux supérieurs à $5\ 10^{14}$ W/cm^2. McCLELLAN et al. [42], au cours d'expériences à Z invariable en régime nanoseconde, ont également déterminé un seuil en intensité en accord avec les valeurs précédentes. Des expériences à différentes longueurs d'onde laser ont également abouti à des conclusions semblables. Ainsi, à 10.6 µm , KIEFFER et al. [43] ont clairement montré, dans des expériences sur cible multicouche, une modification de l'évolution de l'épaisseur ablatée au-dessus d'un flux tel que $I\lambda^2 \sim 4.10^{14}$ $W/cm^2.\ \mu m^2$. Rappelons enfin que nos expériences à 1.06 µm et 0.53 µm en régime pidoseconde, discutées au § V-A, et telles que $I\lambda^2 > 10^{14}$ $W/cm^2.\ \mu m^2$, ont également mis en évidence le rôle prépondérant des électrons rapides. Ainsi donc, il semble qu'un seuil tel que $I\lambda^2 \gtrsim 1\text{-}5\ 10^{14}$ $W/cm^2.\ \mu m^2$ soit relativement bien défini expérimentalement et au-delà duquel un changement de régime dans la réponse de certains diagnostics est généralement observé.

En fait, nos expériences semblent mettre en évidence le rôle particulier joué par cette population d'électrons suprathermiques. Il est raisonnable d'imaginer que l'absorption résonnante devienne le mécanisme prépondérant d'absorption lorsque le flux augmente [2]. Dans ce cas, la fraction d'énergie absorbée qui est transférée dans cette population s'accroît. Ces électrons, qui peuvent quitter la zone focale, favorisent la diffusion latérale de l'énergie. Ainsi, lorsque le flux incident augmente, la fraction d'énergie réellement conduite longitudinalement vers le solide à l'intérieur de la tache focale diminue, ce qui peut être abusivement interprété comme une inhibition du flux de chaleur.

Une conclusion semblable pourrait également être retenue en absence d'électrons rapides : en effet, ces expériences étant effectuées avec des impulsions longues ($\tau \simeq 2.5$ ns) et des taches focales de faible dimension, on doit s'attendre à une détente de la couronne plus proche de la géométrie sphérique que de la géométrie plane. Dans ce cas, le flux de chaleur dirigé

vers la couronne est plus important que dans le cas de la géométrie plane (Cf. § II-B-1 b), ce qui diminue d'autant le flux de chaleur dirigé vers le solide.

En plus des mécanismes précédents, peut-on invoquer une éventuelle inhibition du flux de chaleur associée à la population électronique "thermique" qui résulterait par exemple de la génération des électrons chauds ? Ceux-ci peuvent en effet générer un champ magnétique important [18] ou une instabilité acoustique ionique du fait de la nécessité d'un courant de retour (Voir discussion § I-C). Si nous avons vu au chapitre I qu'un champ magnétique raisonnable pouvait conduire à une inhibition relativement efficace, encore faut-il que ce champ magnétique puisse exister dans les zones de densités surcritiques, ce qui n'a pas été démontré expérimentalement. De même, nous avons vu au chapitre I qu'en l'état actuel des connaissances sur l'instabilité acoustique ionique, celle-ci ne semblait pas avoir d'importante contribution à la réduction du flux de chaleur.

En conclusion, dans ce type d'expériences réalisées en géométrie plane en présence d'une population d'électrons rapides importante, il apparaît, ceci d'une façon analogue aux expériences en régime picoseconde présentées au § V-A, que les effets bidimensionnels jouent un rôle non négligeable dans l'interprétation des processus. Malheureusement, ces effets sont difficilement simulables dans un code hydrodynamique monodimensionnel. En conséquence, pour diminuer l'importance de ces effets, nous retiendrons qu'une expérience effectuée en géométrie plane requiert l'utilisation d'une tache focale de grand diamètre, ou d'impulsions laser de faible flux et de faible durée d'impulsion ou de courte longueur d'onde. Dans le cas contraire, c'est-à-dire pour des impulsions laser à haut flux ou de grande durée d'impulsion avec des lasers à grande longueur d'onde, il faut alors envisager d'utiliser des cibles et une géométrie d'irradiation sphériques.

V-D - CONCLUSION GÉNÉRALE

Au terme de cette étude expérimentale et théorique consacrée aux effets de la longueur d'onde laser sur les processus de conduction thermique et d'ablation dans les plasmas produits par laser, nous pouvons résumer les principaux résultats et dégager les conclusions générales essentielles.

Nous avons tout d'abord mis en évidence expérimentalement l'existence d'*une réduction du flux de chaleur* par rapport au flux de chaleur classique calculé par SPITZER et HARM. L'origine de cette réduction est maintenant admise : elle s'explique essentiellement à l'aide d'une meilleure formulation théorique du flux de chaleur pour ces conditions de gradients de température élevés que l'on rencontre dans un plasma-laser. Cette réduction ne s'applique qu'au flux de chaleur associé à la population électronique "thermique" et nous avons vu que, dans nos conditions expérimentales, c'est cette population qui constitue le principal mode de transfert d'énergie pour les expériences réalisées avec un laser à 0.26 µm de longueur d'onde.

Nous avons également mis en évidence la *très forte dépendance du mode de transport de l'énergie* dans ces plasmas *avec la longueur d'onde du laser utilisée*. Ainsi, à 1.06 µm, et on peut l'admettre à plus forte raison à 10.6 µm, on constate que l'énergie est principalement véhiculée par une population d'électrons "suprathermiques" qui est probablement générée par le processus d'absorption résonnante de l'onde laser. Le transport d'énergie par cette population se caractérise par un dépôt d'énergie très délocalisé lié à l'importance du libre-parcours moyen électronique de ces électrons énergétiques comparé aux longueurs de gradients locales de ces plasmas. En réduisant la longueur d'onde laser, le rôle de cette population diminue en faveur de la population électronique "thermique" qui est favorisée par le mode de chauffage par absorption collisionnelle. Ainsi, nous avons observé, dans les expériences réalisées à 0.26 µm, la très faible importance du transport d'énergie par les électrons suprathermiques que l'on explique par la faible fraction d'énergie déposée dans cette population, et surtout par leur très basse température "chaude" facilitant leur thermalisation.

On doit également signaler que l'emploi de laser à courte longueur d'onde risque de favoriser dans certaines conditions (en particulier lors de l'utilisation de cibles à Z élevé) l'apparition d'un processus différent de transport d'énergie qui serait dans ce cas réalisé *à l'aide de photons X* ($h\nu \sim 0.1$ à 0.5 KeV) [45]. De nombreuses expériences récentes |46| ont ainsi montré que des taux de conversion énergie laser absorbée → photons X de l'ordre de 50 % pouvaient être obtenus. En présence de taux de conversion aussi élevés, il n'est évidemment plus possible de négliger ces processus dont l'effet, du point de vue transport de l'énergie, peut être assimilé à du préchauffage et qui intervient par ailleurs dans le bilan énergétique global par l'intermédiaire de pertes radiatives. Rappelons que nos expériences de transport ont été réalisées sur des cibles à faible Z (polystyrène, $\overline{Z} = 3.5$). Dans ces conditions, on peut donc admettre que ces processus sont négligeables.

L'existence d'*effets bidimensionnels* représente un autre aspect très important de l'interprétation de ces différents processus de transport. En fait, l'énergie absorbée peut non seulement se propager *longitudinalement* (c'est-à-dire perpendiculairement vers l'intérieur de la cible), mais aussi *latéralement* (le long de la surface de la cible) ; l'importance respective de ces deux processus dépendant fortement des conditions expérimentales :

Ainsi, en géométrie plane, avec des taches focales de faible diamètre et des impulsions laser de faible durée à haut flux, nous avons vu que la principale perte d'énergie s'effectuait par l'intermédiaire d'électrons rapides quittant la zone d'interaction et se thermalisant dans le solide à grande distance de la tache focale. Nous avons montré *le rôle prépondérant des champs magnétiques* dans la couronne sous-dense pour favoriser ce dépôt latéral et expliquer la génération d'ions rapides emportant une fraction importante de l'énergie absorbée.

Par contre, avec des impulsions de longue durée, le schéma est différent : la détente latérale naturelle du plasma devant la cible peut alors devenir importante ; ce plasma est pratiquement uniforme en température car la diffusion de la chaleur y est très rapide vu sa faible densité.

Il est ainsi possible de chauffer par l'intermédiaire de cette couronne une surface bien plus importante que la tache focale.

Ces différents mécanismes constituent donc des effets "parasites" dans l'expérience dont il faut tenir compte dans l'interprétation. Il semble donc difficile de se prémunir contre ces effets, à moins évidemment d'utiliser une cible et une géométrie d'irradiation sphériques, ce qui implique un type de diagnostic différent. En fait, on peut envisager que des expériences réalisées dans la limite de bas flux, d'impulsions laser de courte durée avec des taches focales de grands diamètres (ces différents paramètres dépendant de la longueur d'onde) puissent se rapprocher des conditions réalisant un schéma monodimensionnel plan. Les conditions particulières que doivent remplir ces quatre paramètres : intensité, durée d'impulsion; diamètre de la tache focale, longueur d'onde, restent cependant à préciser.

Ces divers processus de transport ont pour résultat final de chauffer une certaine épaisseur de solide. Nous avons vu que l'ensemble de nos résultats expérimentaux concernant la détermination du flux de matière ablatée $\overset{\circ}{m}$ à l'intérieur de la tache focale pouvait se résumer par la formule très simple :

$$\overset{\circ}{m}\ (Kg/s/cm^2) \simeq 110 \cdot \left(\frac{I_a}{10^{14}}\right)^{1/3} \cdot \lambda_{\mu m}^{-4/3}$$

Rappelons que des expériences récentes [29] réalisées à une autre longueur d'onde (0.35 µm) pour des conditons expérimentales similaires en flux et en durée d'impulsion sont en excellent accord avec cette loi. On observe que la longueur d'onde λ est le paramètre dont la variation a le plus d'effet dans cette relation : la densité moyenne où s'effectue le dépôt d'énergie constitue le paramètre essentiel pour définir les conditions de l'ensemble de l'écoulement.

A l'aide d'une analyse théorique concernant la structure globale de l'écoulement, il nous a été possible de préciser le rôle des différents éléments en jeu, et de déterminer en particulier les principales grandeurs caractérisant l'écoulement : pression d'ablation, flux de masse ablatée,

température de la couronne en fonction des différentes données : intensité et longueur d'onde laser, composition du matériau et surtout conduction thermique.

Ainsi, en géométrie plane et en régime stationnaire, nous avons étudié *les conditions et les conséquences* de l'apparition d'un écoulement présentant localement un flux de chaleur en régime flux-limité : ce régime s'instaure si le facteur de flux limite f est inférieur à 0.084 (pour $\frac{A}{Z} = 2$) quelles que soient les valeurs des autres paramètres. Une des principales conséquences est l'apparition de *discontinuités de la température, de la vitesse et de la densité* à la surface critique. Ces discontinuités ont pour origine le fait qu'en régime flux-limité, le flux de chaleur dirigé vers les zones surcritiques ne représente qu'une faible fraction de l'énergie absorbée ; le flux de masse ablatée $\dot{m}$ associé est par conséquent faible. Au passage à la surface critique, l'énergie laser résiduelle peut ainsi surchauffer et accélérer cette faible quantité de matière en provenance de la zone d'ablation. Comme d'autre part la pression le long de l'écoulement varie relativement peu, en réponse à cette discontinuité en température, il apparaît une discontinuité de la densité.

L'importance du rôle joué par la longueur d'onde peut également être étudiée simplement avec ce modèle. En effet, il apparaît que le point sonique de l'écoulement se situe à la densité critique car, l'énergie étant essentiellement déposée à cet endroit, la température y est pratiquement maximale. Une analyse dimensionnelle simple permet alors d'écrire la relation entre l'intensité laser absorbée I, la vitesse du son locale c à la densité critique ρ_c sous la forme $I \simeq \rho_c c^3$. Comme la pression d'ablation P_a et le flux de masse $\dot{m}$ varient respectivement suivant les lois $\rho_c c^2$ et $\rho_c c$, ces deux grandeurs augmenteront donc lorsque la densité critique ρ_c augmente. On remarque donc l'intérêt de réaliser un *dépôt d'énergie à des densités les plus élevées possible* ; la conversion de l'énergie laser en rayonnement X "mous" ($h\nu \sim 100$ eV) [46] ou l'utilisation de faisceaux de particules rapides permettent d'effectuer le dépôt d'énergie à des densités proches de celles du solide : c'est ainsi que des simulations numériques [47] ont montré qu'à l'aide d'un faisceau de protons

de 5 MeV d'énergie, on pouvait générer une pression d'ablation 10 fois supérieure à celle obtenue à l'aide d'un rayonnement laser à 0.26 µm de puissance identique.

L'application de ce modèle d'ablation à l'accélération de cibles minces a mis en évidence le rôle joué par *les forces d'inertie* résultant de l'accélération de la cible. Ces forces d'inertie , qui ont pour effet de *diminuer la pression d'ablation et le rendement hydrodynamique* d'accélération, sont proportionnelles à la masse de matière constituant la zone de conduction. Elles diminuent lorsque la longueur d'onde décroît. *L'emploi des courtes longueurs d'onde permet ainsi de s'approcher du rendement hydrodynamique d'accélération limite qui s'élève, par exemple, à 41 % en géométrie plane.*

On constate donc que les avantages résultant de l'utilisation de lasers à courte longueur d'onde sont nombreux : non seulement l'absorption du rayonnement laser est plus élevée, mais l'énergie absorbée est mieux "utilisée", ce qui se traduit principalement par une pression d'ablation et un rendement hydrodynamique plus élevés. De même, les expériences se déroulent dans des conditions de préchauffage par des électrons rapides moins sévères. Il est évident que de nombreux problèmes restent à résoudre, citons par exemple l'éventuelle difficulté de réalisation d'une implosion parfaitement sphérique dont l'origine serait le manque d'uniformisation de la température de la couronne lors de l'emploi de lasers à courte longueur d'onde [48, 49] . On peut cependant envisager avec optimisme une évolution future favorable de ces différents problèmes, ce qui permettrait ainsi de réunir les conditions optimales assurant la réussite de la fusion inertielle par laser.

RÉFÉRENCES

(CHAPITRE V)

1. E.A. McLEAN et al., Phys. Rev. Lett. 45, 1246 (1980).

2. C. GARBAN-LABAUNE et al. (A paraître Phys. Rev. Lett.) ; Rapport GRECO 1980, page 30.

3. F. AMIRANOFF et al. (A paraître). Rapport GRECO 1979, page 75.

4. F. DAVID et R. PELLAT, Phys. Fluids. (A paraître).

5. R. FABBRO et al. Rapport GRECO 1980, page 98.

6. R. DECOSTE and B. RIPIN, Phys. Rev. Lett. 40, 34 (1978).

7. G.D. TSAKIRIS et al., Phys. Rev. Lett. 46, 1202 (1981).

8. R. EIDMAN et al., Gordon Research Conference - Août 1979 (non publié).

9. P. WAGLI and T.P. DONALDSON, Phys. Rev. Lett. 40, 875 (1978) ; A.W. EHLER, J. Appl. Phys. 46, 2464 (1975).

10. R.A. HAAS et al., Phys. Fluids. 20, 392 (1977).

11. P.M. CAMPBELL et al., Phys. Rev. Lett. 39, 274 (1977) ; Rapport Annuel C.E.A. Limeil (1980), page 108 ; S. SARRAF and L. GOLDMAN, Phys. Rev. Lett. A 24, 1021 (1981).

12. C. JOSHI et al., Appl. Phys. Lett. 34, 625 (1979).

13. J.D. HARES et al., Phys. Rev. Lett. 42, 1216 (1979) ; Annual Report 1981 Rutherford Laboratory, RL-81-040 - Chapter 4.

14. F. AMIRANOFF et al., Rapport GRECO 1980, page 71.

15. J.C. KIEFFER et al., Phys. Rev. Lett. 44, 1128 (1980) ; R. DECOSTE et al., Phys. Rev. Lett. 47, 35 (1981).

16. A. RAVEN et al., Phys. Rev. Lett. 41, 554 (1978) ; J.A. STAMPER et al., Phys. Rev. Lett. 40, 1177 (1978).

17. J.A. STAMPER et al., Phys. Rev. Lett. 26, 1012 (1971).

18. P. KOLODNER and E. YABLONOVITCH, Phys. Rev. Lett. 43, 1402 (1979).

19. Annual Report 1981 - Rutherford Laboratory - chapter 4-6.

20. J.E. ALLEN and S.G. ANDREWS, J. Plasma Phys. 4, A 87 (1970).

21. P.A. JAANIMAGI et al., Appl. Phys. Lett. 38, 734 (1981).

22. F. AMIRANOFF et al., Submitted to Phys. Rev. Lett.

23. D.W. FORSLUND et al., Bull. Am. Phys. Soc. 26, 873 (1981).

24. C.E. MAX and K. ESTABROOK, Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion 5, 239 (1980).

25. A.R. BELL et al., Phys. Rev. Lett. 46, 243 (1981).

26. D. SHVARTS et al., Phys. Rev. Lett. 47, 247 (1981).

27. J. DELETTREZ et al., Annual Conference on Anomalies Absorption - Juin 1981 (Montréal).

28. R. DECOSTE et al. , Bull. Am. Phys. Soc. 24, 1074 (1979).

29. Annual Report 1981. Rutherford Laboratory - Chapter 4-4-4.

30. R.R. WHITLOCK et al., Bull. Am. Phys. Soc. 26, 1024 (1981).

31. B.H. RIPIN et al., NRL Memorandum Report 4212 (1980).

32. C.G.M. Van KESSEL, Z. Naturforsch. 30, 1581 (1975); S. ARIGA and R. SIGEL, Z. Naturforsch. 31, 697 (1976).

33. Y.L. TENG et al., Rapport P.L.F. 41 - Octobre 1980 - Max Planck Institute.

34. R.G. McQUEEN et al., High Velocity Impact Phenomena Academic Press (1970).

35. F. COTTET, Thèse de 3ème Cycle - Université de Poitiers - n° 794.

36. B.H. RIPIN et al., Phys. Fluids. 23, 1012 (1980).

37. R. FABBRO et al., Rapport GRECO 1979, page 118.

38. J.P. ANTHES et al., Phys. Rev. Lett. 41, 1300 (1978).

39. Annual Report 1979 - Rutherford Laboratory - Chapter 4-6.

40. J.S. PEARLMAN and J.P. ANTHES, Appl. Phys. Lett. 27, 581 (1975).

41. H. AZECHI and S. ODA, Annual Report ILE - OSAKA University - Avril 1978, page 32 (non publié).

42. G. McCLELLAN et al., Phys. Rev. Lett. 44, 658 (1980).

43. J.C. KIEFFER et al., Phys. Rev. Lett. 44, 1128 (1980).

44. K.A. BRUCKNER and YIM TIN LEE, Nuclear Fusion 19, 1431 (1979) ; M.A. TRUE, Anomalous Absorption Conference - Montréal (Juin 1981).

45. J. MITZUI et al., Phys. Rev. Lett. 39, 619 (1977) ; Phys. Rev. Lett. 47, 1000 (1981).

46. F. ZE et al., Paper 3-5 ; C.E. MAX et al., Paper 3-6 ; Anomalous Absorption Conference - Montréal (Juin 1981).

47. R.G. EVANS, Annual Report Rutherford Laboratory 1981 - Chapter 7-5-2.

48. C.E. MAX, J.D. LINDL and W.C. MEAD, UCRL Preprint - 86516 - Topical Conference on Symmetry of Inertial Fusion Implosion, Washington, May 27-28, 1981.

49. J.H. GARDNER and S.E. BODNER, Phys. Rev. Lett. 47, 1137 (1981).

50. Ya. ZELDOVITCH and Yu. RAIZER, Physics of Shock Waves and High Temperature Phenomena, Academic Press (1966).